

# اساسيات البصريات

فرانسیس ا. جینکینز  
ہارفي ا. ہوايت

## Fundamental of Optics





*mohamed*



*mohamed*



*mohamed khatab*



*mohamed*



*mohamed*



*mohamed khatab*



*mohamed*



*mohamed*



*mohamed khatab*

# أساسيات البصريات

فرانيس أ. جينكينز

أستاذ الفيزياء السابق بجامعة كاليفورنيا - بركلي

هارفى إ. هوايت

أستاذ الفيزياء السابق بجامعة كاليفورنيا - بركلي

ترجمة

أ.د. عبد الفتاح أحمد الشاذلى      د. سعيد بسيوفى الجزيرى  
كلية التربية - جامعة عين شمس      كلية العلوم - جامعة القاهرة

مراجعة

أ.د. محمد عبد المقصود النادى

أستاذ الفيزياء النووية

كلية العلوم - جامعة القاهرة

الطبعة الرابعة

دار ماكجرو هيل للنشر



نيويورك . سانت لويس . سان فرانسيسكو . أوكلاند . بوجونا . دوسلدورف . جوهانسبرج . لندن . مدريد . مكسيكو . مونتريال . نيودهمى . بناما . باريس . ساوباولو . ستافورد . سيدنى . طوكيو . تورنتو . القاهرة .

حقوق النشر © في ١٩٥٧ ، ١٩٧٦ لدار ماكجروهيل للنشر  
المحدودة . جميع الحقوق محفوظة .

حقوق النشر في ١٩٥٠ لدار ماكجروهيل للنشر المحدودة . جميع  
الحقوق محفوظة .

نشر هذا الكتاب سابقا تحت عنوان أساسيات البصريات الفيزيائية .  
حقوق النشر في ١٩٣٧ لدار ماكجروهيل للنشر المحدودة .

جند فرانسيس أ. جينكينز وهارفي إ. إليوت ، حقوق في ١٩٦٥  
١٩٦٥ . لا يجوز نسخ أى جزء من هذا الكتاب أو إدخال أى  
استرجاع أو نشره في أية صورة وبأية وسيلة سواء كانت  
ميكانيكية أو بالتصوير الفوتوغرافي أو التسجيل أو أية طريقة أخرى  
الحصول على تصريح كتابي مسبق من الناشر .

شركة كوسابرو للطباعة المحدودة . طوكيو : اليابان

فهرسة مكتبة الكونغرس في بيانات النشر

Jenkins, Francis Arthur, dates  
Fundamentals of optics.  
First English Edition, 1937 under title: Funda-  
mentals of physical optics.  
Includes index.  
1. Optics. I. Jenkins, Francis, Harvey Elliott, date  
Joint author. II. Title.  
QC237.52.J6 1971 535 75-26989

عند طلب هذا العنوان استخدم ISBN 0-07-085346-0

أساسيات

البصريات

الطبعة العالمية

حقوق النشر © ١٩٨١

حقوق الصناعة والتصوير مقصورة على دار ماكجروهيل للنشر  
للنشر المحدودة . لا يجب إعادة تصوير هذا الكتاب  
أرسلته إليها دار ماكجروهيل .  
الطبعة العاشرة في ١٩٨١

## المحتويات

٢٣	.....	الطبعة الرابعة
٢٥	.....	الطبعة الثالثة
		المجلد الأول : البصريات الهندسية
٢٩		الفصل الأول : خواص الضوء
٣٠	.....	١ - ١ انتشار الضوء في خطوط مستقيمة
٣١	.....	٢ - ١ سرعة الضوء
٣٥	.....	٣ - ١ سرعة الضوء في مادة ساكنة
٣٧	.....	٤ - ١ معامل الانكسار
٣٨	.....	٥ - ١ المسير البصري
٣٩	.....	٦ - ١ قوانين الانعكاس والانكسار
٤٢	.....	٧ - ١ التمثيل البياني للانكسار
٤٣	.....	٨ - ١ مبدأ الانعكاسية
٤٣	.....	٩ - ١ قاعدة فيرمات
٤٩	.....	١٠ - ١ التشتت اللوني
٥٧	.....	الفصل الثاني : الأسطح المستوية والمنشورات
٥٧	.....	١ - ٢ الحزمة المتوازية
٥٨	.....	٢ - ٢ الزاوية الحرجة والانعكاس الكلي
٦٢	.....	٣ - ٢ اللوح ذو الأسطح المستوية المتوازية
٦٣	.....	٤ - ٢ الانكسار بواسطة منشور
٦٥	.....	٥ - ٢ النهاية الصغرى للانحراف ( أو الانحراف الأدنى )
٦٧	.....	٦ - ٢ المنشورات الرقيقة

٦٨	٧ - ٢	مجموعات المنشورات الرقيقة
٦٩	٨ - ٢	الطريقة البيانية لرسم الأشعة
٦٩	٩ - ٢	منشورات الرؤية المستقيمة
٧٢	١٠ - ٢	انعكاس الأشعة المتفرقة
٧٢	١١ - ٢	انكسار الأشعة المتفرقة
٧٤	١٢ - ٢	الصور المكونة بالأشعة المحورية
٧٥	١٣ - ٢	بصريات الألياف

### ٨١ الفصل الثالث : الأسطح الكروية

٨٢	١ - ٣	النقطتان البؤريتان والبعدان البؤريان
٨٣	٢ - ٣	تكوين الصورة
٨٥	٣ - ٣	الصور التقديرية
٨٥	٤ - ٣	النقط والمستويات المترافقة
٨٨	٥ - ٣	إصطلاح الاشارات
٨٩	٦ - ٣	الانشاجات التخطيطية
٩١	٧ - ٣	طريقتا الشعاع المائل
٩٤	٨ - ٣	التكبير
٩٤	٩ - ٣	الاقتراب المختزل
٩٧	١٠ - ٣	اشتقاق معادلة جلوس
٩٨	١١ - ٣	التخطيط البياني ( التوموجرافية )

### ١٠٣ الفصل الرابع : العدسات الرقيقة

١٠٣	١ - ٤	النقط البؤرية والأبعاد البؤرية
١٠٥	٢ - ٤	تكوين الصورة
١٠٥	٣ - ٤	النقط والمستويات المترافقة
١٠٦	٤ - ٤	طريقة الشعاع الموازي
١٠٦	٥ - ٤	طريقة الشعاع المائل
١٠٨	٦ - ٤	استخدام معادلة العدسات
١٠٨	٧ - ٤	التكبير الجانبي
١٠٩	٨ - ٤	الصور التقديرية

١١١	٩ - ٤	معادلة صانعي العدسات
١١٢	١٠ - ٤	مجموعات العدسات الرقيقة
١١٥	١١ - ٤	فراغ الجسم وفراغ الصورة
١١٥	١٢ - ٤	قوة العدسة الرقيقة
١١٦	١٣ - ٤	العدسات الرقيقة المتلامسة
١١٧	١٤ - ٤	إشتقاق معادلة العدسات
١١٩	١٥ - ٤	إشتقاق معادلة صانعي العدسات
١٢٥		<b>الفصل الخامس : العدسات السمكية</b>
١٢٥	١ - ٥	السطحان الكرويان
١٢٦	٢ - ٥	طريقة الشعاع الموازي
١٢٨	٣ - ٥	النقطتان البؤريتان والنقطتان الرئيسيتان
١٢٩	٤ - ٥	العلاقات المترافقة
١٣٠	٥ - ٥	طريقة الشعاع المائل
١٣٧	٦ - ٥	المعادلات العامة للعدسات السمكية
١٣٧	٧ - ٥	عدسات سمكية خاصة
١٣٧	٨ - ٥	النقطتان العقديتان والمركز البصري
١٤٠	٩ - ٥	نقط أصلية أخرى
١٤١	١٠ - ٥	مجموعة العدسات الرقيقة كعدسة سمكية
١٤٤	١١ - ٥	مجموعات العدسات السمكية
١٤٤	١٢ - ٥	المنزلق العقدي
١٥١		<b>الفصل السادس : المرايا الكروية</b>
١٥١	١ - ٦	النقطة البؤرية والبعد البؤري
١٥٢	٢ - ٦	التشيل التخطيطي
١٥٦	٣ - ٦	معادلات المرايا
١٥٩	٤ - ٦	قوى المرايا
١٦٠	٥ - ٦	المرايا السمكية
١٦٢	٦ - ٦	معادلات المرايا السمكية
١٦٥	٧ - ٦	مرايا سمكية أخرى

١٦٦	الزيف الكروى	٨ - ٦
١٦٨	اللاستجمية ( اللا نقطية )	٩ - ٦
١٧٥	الفصل السابع : تأثيرات المصدا	
١٧٥	مصدا المجال ومصدا الفتحة	١ - ٧
١٧٦	حدقتا الدخول والخروج	٢ - ٧
١٧٦	الشعاع الرئيسى	٣ - ٧
١٧٧	المصدا الأمامى	٤ - ٧
١٧٩	المصدا بين عدستين	٥ - ٧
١٨١	العدستان بدون مصدا	٦ - ٧
١٨٢	تعين مصدا الفتحة	٧ - ٧
١٨٣	مجال النظر	٨ - ٧
١٨٤	مجال المرأة المستوية	٩ - ٧
١٨٦	مجال المرأة المحدبة	١٠ - ٧
١٨٦	مجال العدسة الموجية	١١ - ٧
١٩٥	الفصل الثامن : رسم الأشعة	
١٩٥	الأشعة المائلة	١ - ٨
١٩٦	الطريقة التخطيطية لرسم الأشعة	٢ - ٨
١٩٩	معادلات رسم الأشعة	٣ - ٨
٢٠٢	أمثلة لحسابات رسم الأشعة	٤ - ٨
٢١٧	الفصل التاسع : زيوغ العدسات	
٢١٧	مفكوك جيب الزاوية . نظرية الرتبة الأولى	١ - ٩
٢١٩	نظرية الرتبة الثالثة للزيوغ	٢ - ٩
٢٢٠	الزيوغ الكروى لسطح واحد	٣ - ٩
٢٢١	الزيوغ الكروى لعدسة رقيقة	٤ - ٩
٢٢٧	نتائج نظرية الرتبة الثالثة	٥ - ٩
٢٣١	الزيوغ الكروى من الرتبة الخامسة	٦ - ٩
٢٣٣	الطفاوة	٧ - ٩

٢٣٧	النقطتان الأبلانيتان لسطح كروى	٨ - ٩
٢٤٠	اللاإستجمية ( اللانقطية )	٩ - ٩
٢٤٣	انحناء المجال	١٠ - ٩
٢٤٥	التشوه	١١ - ٩
٢٤٨	نظرية جيب الزاوية وشروط آى الجيبية	١٢ - ٩
٢٥٢	الزيف اللوى	١٣ - ٩
٢٦٠	الثانى المنفصل	١٤ - ٩
٢٦٩	الفصل العاشر : الأجهزة البصرية	
٢٦٩	العين البشرية	١ - ١٠
٢٧٢	الكاميرات والشيئيات الفوتوغرافية	٢ - ١٠
٢٧٣	سرعة العدسات	٣ - ١٠
٢٧٤	العدسات الهلالية	٤ - ١٠
٢٧٥	العدسات المتماثلة	٥ - ١٠
٢٧٦	الثلاثيات مصححة اللاإستجمية	٦ - ١٠
٢٧٧	عدسات التصوير المقربة	٧ - ١٠
٢٧٩	المكبرات	٨ - ١٠
٢٨٢	أنواع المكبرات	٩ - ١٠
٢٨٢	عدسات النظارات	١٠ - ١٠
٢٨٥	الميكروسكوبات	١١ - ١٠
٢٨٦	شيئيات الميكروسكوبات	١٢ - ١٠
٢٨٧	التلسكوبات الفلكية	١٣ - ١٠
٢٩٠	العينيات والعدسات العينية	١٤ - ١٠
٢٩١	عدسة هايجنز العينية	١٥ - ١٠
٢٩٢	عدسة رامسدن العينية	١٦ - ١٠
٢٩٣	عدسة كيلنر العينية أو عدسة رامسدن اللالونية	١٧ - ١٠
٢٩٣	عدسات عينية خاصة	١٨ - ١٠
٢٩٤	المنظار ثنائى العينية المنشورات	١٩ - ١٠
٢٩٥	نظام كيلنر - شميدت البصرى	٢٠ - ١٠

## الجزء الثاني : البصريات الموجية

### الفصل الحادى عشر : الاهتزازات والموجات

٣٠٣	١ - ١١ الحركة التوافقية البسيطة
٣٠١	٢ - ١١ نظرية الحركة التوافقية البسيطة
٣٠٥	٣ - ١١ امتداد زنبرك ملفف
٣٠٧	٤ - ١١ الزنبوك المهتز
٣١٠	٥ - ١١ الموجات المستعرضة
٣١٢	٦ - ١١ الموجات الجيبية
٣١٤	٧ - ١١ زوايا الطور
٣١٦	٨ - ١١ السرعة الطورية وسرعة الموجة
٣١٩	٩ - ١١ السعة والشدة
٣٢١	١٠ - ١١ التردد والطول الموجى
٣٢٥	١١ - ١١ التضميمات الموجية

### الفصل الثانى عشر : تراكب الموجات

٣٣٣	١ - ١٢ جمع حركات توافقية بسيطة تعمل على نفس الخط
٣٣٤	٢ - ١٢ الجمع الاتجاهى للسعات
٣٣٦	٣ - ١٢ تراكب رتلين موجيين متساويى التردد
٣٣٨	٤ - ١٢ تراكب عدد كبير من موجات ذات أطوار عشوائية
٣٤١	٥ - ١٢ الموجات المركبة
٣٤٣	٦ - ١٢ تحليل فورييه
٣٤٦	٧ - ١٢ سرعة المجموعة
٣٤٩	٨ - ١٢ العلاقة البيانية بين سرعة الموجة وسرعة المجموعة
٣٥٢	٩ - ١٢ جمع الحركات التوافقية البسيطة المتعامدة

### الفصل الثالث عشر : تداخل حزمتين ضوئيتين

٣٦١	١ - ١٣ مبدأ هايجنز
٣٦١	٢ - ١٣ تجربة يونج

٣٦٦	١٣ - ٣	هدب التداخل الناتجة عن مصدر مزدوج .
٣٦٩	١٣ - ٤	توزيع الشدة في النظام الهدبي
٣٧٠	١٣ - ٥	النشور الثنائي لفرنيل
٣٧٢	١٣ - ٦	أجهزة أخرى تعتمد على انقسام الجبهة الموجية
٣٧٥	١٣ - ٧	المصادر المتناسكة
٣٧٧	١٣ - ٨	إنقسام السعة : مقياس التداخل لمايكلسون
٣٧٩	١٣ - ٩	الهدب الدائرية
٣٨٢	١٣ - ١٠	الهدب المحددة الموضع
٣٨٣	١٣ - ١١	هدب الضوء الأبيض
٣٨٥	١٣ - ١٢	رؤية الهدب
٣٨٧	١٣ - ١٣	قياس الطول بواسطة التداخل الضوئي
٣٩١	١٣ - ١٤	مقياس التداخل لتويمان وجرين
٣٩١	١٣ - ١٥	قياس معامل الإنكسار بطرق التداخل
٣٩٧		الفصل الرابع عشر : التداخل الناتج عن الإنعكاسات المتعددة
٤٠٠	١٤ - ١	الإنعكاس الناتج من غشاء مستوي متوازي السطحين
٤٠٤	١٤ - ٢	الهدب متساوية الميل
٤٠٥	١٤ - ٣	تداخل الضوء النافذ
٤٠٦	١٤ - ٤	الهدب متساوية السمك
٤٠٨	١٤ - ٥	حلقات نيوتن
٤١٠	١٤ - ٦	الأغشية غير العاكسة
٤١٢	١٤ - ٧	حدة الهدب
٤١٤	١٤ - ٨	طريقة السعات المركبة
٤١٦	١٤ - ٩	اشتقاق دالة الشدة
٤١٨	١٤ - ١٠	مقياس التداخل لفابري - بيروت
٤١٩	١٤ - ١١	هدب بروستر
٤٢٠	١٤ - ١٢	قلرة التحليل اللوني
٤٢٣	١٤ - ١٣	مقارنة الأطوال الموجية باستخدام مقياس التداخل
٤٢٦	١٤ - ١٤	دراسة التراكيب فوق التدقيق وشكل الخط

٤٢٩	١٥ - ١٤	اسبكتروسكوبات تداخل أخرى
٤٣٠	١٦ - ١٤	الأطياف القنوية - المرشح التداخلي
٤٣٧		الفصل الخامس عشر : حيود فراونهوفر بواسطة فتحة أحادية

٤٣٧	١ - ١٥	حيود فريزل وحيود فراونهوفر
٤٣٨	٢ - ١٥	الحيود بواسطة شق أحادي
٤٤٢	٣ - ١٥	دراسة اضافية للنمط حيود الشق الأحادي
٤٤٦	٤ - ١٥	المعالجة التخطيطة لسعات . منحنى الإهتزاز
٤٤٨	٥ - ١٥	الفتحة المستطيلة
٤٥١	٦ - ١٥	قدرة التحليل بفتحة مستطيلة
٤٥٣	٧ - ١٥	قدرة التحليل اللوني لمنشور
٤٥٥	٨ - ١٥	الفتحة الدائرية
٤٥٦	٩ - ١٥	قدرة تحليل التلسكوب
٤٥٩	١٠ - ١٥	قدرة تحليل الميكروسكوب
٤٦١	١١ - ١٥	أنماط حيود الصوت والموجات ( الميكرونية )

## ٤٦٧ الفصل السادس عشر : الشق المزدوج

٤٦٧	١ - ١٦	السمات الكيفية للنمط
٤٦٨	٢ - ١٦	إشتقاق معادلة الشدة
٤٧٠	٣ - ١٦	مقارنة بين نمطى الشق الأحادى والشق المزدوج
٤٧١	٤ - ١٦	التمييز بين التداخل والحيود
٤٧٢	٥ - ١٦	مواضع النهايات العظمى والصغرى . الرتب المفقودة
٤٧٧	٦ - ١٦	منحنى الإهتزاز
٤٧٨	٧ - ١٦	تأثير الاتساع المحدود لشق المصدر
٤٨٠	٨ - ١٦	مقياس التداخل النجمى لمايكلسون
٤٨٣	٩ - ١٦	مقياس التداخل الارتباطى
٤٨٥	١٠ - ١٦	التداخل عريض الزاوية

## ٤٨٩ الفصل السابع عشر : محزوز الحيود

٤٨٩	١ - ١٧	تأثير زيادة عدد الفتحات
-----	--------	-------------------------

٤٩١	١٧ - ٢	توزيع شدة الإضاءة من محزوز مثالي
٤٩٢	١٧ - ٣	النهايات العظمى الرئيسية
٤٩٣	١٧ - ٤	النهايات الصغرى والنهايات العظمى الثانوية
٤٩٥	١٧ - ٥	تكوين الأطياف بالمحزوز
٤٩٧	١٧ - ٦	التفريق
٤٩٩	١٧ - ٧	تراكم الرتب
٥٠٠	١٧ - ٨	إتساع النهايات العظمى الرئيسية
٥٠١	١٧ - ٩	قوة التحليل
٥٠٣	١٧ - ١٠	منحنى الاهتزاز
٥٠٦	١٧ - ١١	إنتاج محازير الحيود
٤٠٩	١٧ - ١٢	خيالات
٥١٠	١٧ - ١٣	التحكم في توزيع الشدة بين الرتب
٥١٢	١٧ - ١٤	قياس الطول الموجي بمحزوز الحيود
٥١٣	١٧ - ١٥	المحزوز المقعر
٥١٤	١٧ - ١٦	مراسم طبيف ( اسبكتروجرافات )

## ٥١٩ الفصل الثامن عشر : حيود فرنل

٥١٩	١٨ - ١	الظلال
٥٢١	١٨ - ٢	مناطق فرنل نصف الدورية
٥٢٥	١٨ - ٣	الحيود عند فتحة دائرية
٥٢٧	١٨ - ٤	الحيود عند عائق دائري
٥٢٨	١٨ - ٥	اللوح ذو المناطق
٥٣٠	١٨ - ٦	منحنى الاهتزاز في حالة التقسيم الدائري لصدر الموجه
٥٣٢	١٨ - ٧	فتحات وعوائق ذات حواف مستقيمة
٥٣٣	١٨ - ٨	التقسيم الشريطي لصدر الموجه
٥٣٣	١٨ - ٩	منحنى الاهتزازة للتقسيم الشريطي
٥٣٥	١٨ - ١٠	تكاملات فرنل
٥٣٨	١٨ - ١١	الحافة المستقيمة
٥٤١	١٨ - ١٢	انتشار الضوء في خطوط مستقيمة
٥٤٢	١٨ - ١٣	الشق الطولي

٥٤٦ ١٨ - ١٤ استخدام تكاملات فرنل في حل مسائل الحيود

٥٤٧ ١٨ - ١٥ الحيود عن شريط معتم

## ٥٥١ الفصل التاسع عشر : سرعة الضوء

٥٥١ ١٩ - ١ طريقة رومر

٥٥٣ ١٩ - ٢ طريقة برادلي : الزيج الضوئي

٥٥٥ ١٩ - ٣ حارب ميكلسون

٥٥٧ ١٩ - ٤ القياسات في الفراغ

٥٥٧ ١٩ - ٥ طريقة خلية - كير

٥٦٠ ١٩ - ٦ مقدار سرعة أمواج الراديو

٥٦١ ١٩ - ٧ نسبة الوحدات الكهربائية

٥٦١ ١٩ - ٨ مقدار سرعة الضوء في مادة مستقرة

٥٦٣ ١٩ - ٩ مقدار سرعة الضوء في المادة المتحركة

٥٦٤ ١٩ - ١٠ معامل السحب لفرنل

٥٦٥ ١٩ - ١١ تجربة تيرى

٥٦٥ ١٩ - ١٢ تأثير حركة المشاهد

٥٦٧ ١٩ - ١٣ تجربة ميكلسون - مورى

٥٦٩ ١٩ - ١٤ مبدأ النسبية

٥٧٢ ١٩ - ١٥ تأثير النسبية الثلاثة ذات الرتبة الأولى

## ٥٧٧ الفصل العشرون : الخصائص الكهرومغناطيسية للضوء

٥٧٧ ٢٠ - ١ الطبيعة المستعرضة لاهتزازات الضوء

٥٧٨ ٢٠ - ٢ معادلات ماكسويل في الفراغ

٥٨٠ ٢٠ - ٣ تيار الازاحة

٥٨٢ ٢٠ - ٤ معادلات الموجة الكهرومغناطيسية المستوية

٥٨٤ ٢٠ - ٥ التمثيل التصويرى لموجة كهرومغناطيسية

٥٨٥ ٢٠ - ٦ متجه الضوء في موجة كهرومغناطيسية

٥٨٦ ٢٠ - ٧ طاقة وشدة موجة كهرومغناطيسية

٥٨٧ ٢٠ - ٨ الاشعاع من شحنة معجلة

٥٨٩ ٢٠ - ٩ الاشعاع من شحنة في حركة دورية

- ٥٩٠ ٢٠ - ١٠ برهان هرتز على وجود الأمواج الكهرومغناطيسية  
٥٩١ ٢٠ - ١١ مقدار سرعة الأمواج الكهرومغناطيسية في الفضاء  
٥٩٣ ٢٠ - ١٢ إشعاع شيرينكوف

## ٥٩٧ الفصل الحادى والعشرون : مصادر الضوء وأطيافها

- ٥٩٧ ٢١ - ١ تقسيم المصادر  
٥٩٨ ٢١ - ٢ الجوامد عند درجة الحرارة المرتفعة  
٥٩٩ ٢١ - ٣ الأقواس المعدنية  
٦٠٢ ٢١ - ٤ شعلة ( لهب ) بنزن  
٦٠٣ ٢١ - ٥ الشرارة  
٦٠٣ ٢١ - ٦ أنبوبة التفريغ  
٦٠٥ ٢١ - ٧ تقسيم الأطياف  
٦٠٦ ٢١ - ٨ الانبعاثية والامتصاصية  
٦٠٨ ٢١ - ٩ الأطياف المستمرة  
٦١٢ ٢١ - ١٠ الأطياف الخطية  
٦١٥ ٢١ - ١١ متسلسلات الخطوط الطيفية  
٦١٦ ٢١ - ١٢ الأطياف الشريطية

## ٦٢١ الفصل الثانى والعشرون : الامتصاص والاستطارة

- ٦٢١ ٢٢ - ١ الامتصاص العام والانتقائى  
٦٢٣ ٢٢ - ٢ الفرق بين الامتصاص والاستطارة  
٦٢٣ ٢٢ - ٣ الامتصاص بواسطة الجوامد والسوائل  
٦٢٦ ٢٢ - ٤ الامتصاص بواسطة الغازات  
٦٢٦ ٢٢ - ٥ الرنين والفلورية للغازات  
٦٢٩ ٢٢ - ٦ فلورة الجوامد والسوائل  
٦٣٠ ٢٢ - ٧ الانعكاس الانتقائى . الأشعة المنقبة  
٦٣١ ٢٢ - ٨ نظرية الارتباط بين الامتصاص والانعكاس  
٦٣٢ ٢٢ - ٩ استطارة الضوء من الجسيمات الصغيرة  
٦٣٥ ٢٢ - ١٠ الاستطارة الجزيئية  
٦٣٧ ٢٢ - ١١ تأثير رامان

٦٣٨	٢٢ - ١٢ نظرية الاستطارة .....
٦٣٩	٢٢ - ١٣ الاستطارة ومعامل الانكسار .....

## ٦٤٣ الفصل الثالث والعشرون : التشتت .....

٦٤٣	٢٣ - ١ تشتت المنشور للضوء
٦٤٤	٢٣ - ٢ التشتت العادي ..
٦٤٨	٢٣ - ٣ معادلة كوشي ..
٦٤٩	٢٣ - ٤ التشتت الشاذ ..
٦٥٢	٢٣ - ٥ معادلة سلمير
٦٥٦	٢٣ - ٦ تأثير الامتصاص على التشتت
٦٥٨	٢٣ - ٧ سرعة الموجة وسرعة الجمع في الوسط
٦٥٩	٢٣ - ٨ منحني التشتت الكامل لمادة ما
٦٦٢	٢٣ - ٩ المعادلات الكهرومغناطيسية للأوساط الشفافة
٦٦٤	٢٣ - ١٠ نظرية التشتت
٦٦٨	٢٣ - ١١ طبيعة الجسيمات المهتزة وقوى الاحتكاك

## ٦٧١ الفصل الرابع والعشرون : استقطاب الضوء .....

٦٧٢	٢٤ - ١ الاستقطاب بالانعكاس
٦٧٣	٢٤ - ٢ تمثيل اهتزازات الضوء
٦٧٥	٢٤ - ٣ زاوية الاستقطاب وقانون بروستر
٦٧٦	٢٤ - ٤ الاستقطاب بواسطة مجموعة من الشرائح
٦٧٩	٢٤ - ٥ قانون مالو
٦٨٠	٢٤ - ٦ الاستقطاب بالبلورات ثنائية اللون
٦٨٢	٢٤ - ٧ الانكسار المزدوج
٦٨٤	٢٤ - ٨ المحاور الضوئية
٦٨٥	١١ - ٩ المقاطع الرئيسية والمستويات الرئيسية .....
٦٨٦	١١ - ١٠ الاستقطاب بالانكسار المزدوج .....
٦٨٨	١١ - ١١ منحني نيكول
٦٩٠	١١ - ١٢ معطيات المتوازية والمتعارضة .....

٦٩٠	٢٤ - ١٣ الانكسار بواسطة منشير كالسييت
٦٩٢	٢٤ - ١٤ منشير روشون وولاستون
٦٩٣	٢٤ - ١٥ استطارة الضوء وررقة السماء
٦٩٥	٢٤ - ١٦ حمرة الغروب
٦٩٨	٢٤ - ١٧ الاستقطاب بالاستطارة
٦٩٩	٢٤ - ١٨ الخواص الضوئية للأحجار الكريمة

## ٧٠٥ الفصل الخامس والعشرون : الانعكاس

٧٠٥	٢٥ - ١ الانعكاس من العازلات
٧٠٨	٢٥ - ٢ شدة الضوء النافذ
٧٠٩	٢٥ - ٣ الانعكاس الداخلى
٧١٠	٢٥ - ٤ تغيرات الطور بالانعكاس
٧١٣	٢٥ - ٥ انعكاس الضوء المستقطب استقطابا استوائيا من العازلات
	٢٥ - ٦ الضوء المستقطب استقطابا اهليلجيا بواسطة الانعكاس الداخلى
٧١٤	
٧١٧	٢٥ - ٧ النفاذ إلى وسط أقل كثافة ضوئية
٧١٩	٢٥ - ٨ الانعكاس عند سطوح المعادن
٧٢٢	٢٥ - ٩ الثوابت الضوئية للمعادن
٧٢٤	٢٥ - ١٠ وصف الضوء المنعكس من المعادن
٧٢٧	٢٥ - ١١ قياس زاوية السقوط الرئيسية وزاوية السمت الرئيسية
٧٢٨	٢٥ - ١٢ تجارب فينر

## ٧٣٣ الفصل السادس والعشرون : الانكسار المزدوج

٧٣٣	٢٦ - ١ أسطح الأمواج في البلورات أحادية المحور
٧٣٥	٢٦ - ٢ انتشار الأمواج المستوية في بلورات أحادية المحور
٧٣٩	٢٦ - ٣ الأمواج المستوية عند السقوط المائل
٧٤٠	٢٦ - ٤ اتجاه الاهتزازات
٧٤١	٢٦ - ٥ معادلات انكسار البلورات أحادية المحور
٧٤٤	٢٦ - ٦ أسطح الأمواج في البلورات ثنائية المحور
٧٤٨	٢٦ - ٧ الانكسار المخروطى الداخلى

٧٤٩	٢٦ - ٨ الانكسار المخروطى الخارجى
٧٥١	٢٦ - ٩ نظرية الانكسار المزدوج
٧٥٩	الفصل السابع والعشرون : تداخل الضوء المستقطب
٧٥٩	٢٧ - ١ الضوء المستقطب استقطاباً إهليلجياً ودائرياً
٧٦٢	٢٧ - ٢ ألواح ربع - ونصف موجية
٧٦٣	٢٧ - ٣ ألواح بلورية بين مستقطبات متصالبة ( متعامدة )
٧٦٦	٢٧ - ٤ معادل باينيت
٧٦٨	٢٧ - ٥ تحليل الضوء المستقطب
٧٦٩	٢٧ - ٦ التداخل بواسطة الضوء الأبيض
٧٧٣	٢٧ - ٧ مرشح ضوء مستقطب أحادى اللون
٧٧٤	٢٧ - ٨ تطبيقات التداخل فى الضوء المتوازي
٧٧٥	٢٧ - ٩ التداخل فى الضوء الشديد التجمع
٧٨١	الفصل الثامن والعشرون : الفعالية الضوئية والبصريات الموجية الحديثة
٧٨١	٢٨ - ١ دوران مستوى الاستقطاب
٧٨٢	٢٨ - ٢ التفريق الدوراني
٧٨٥	٢٨ - ٣ تفسير فرنل للدوران
٧٨٧	٢٨ - ٤ الانكسار المزدوج فى بلورات فعالة ضوئياً
٧٩٠	٢٨ - ٥ شكل أسطح الأمواج فى الكوارتز
٧٩١	٢٨ - ٦ منشور فرنل المتعدد
٧٩٣	٢٨ - ٧ منشور كورنو
٧٩٤	٢٨ - ٨ أشكال الاهتزازة وشداتها فى بلورات فعالة ضوئية
٧٩٧	٢٨ - ٩ نظرية الفعالية الضوئية
٧٩٨	٢٨ - ١٠ الدوران فى السوائل
٨٠١	٢٨ - ١١ البصريات الموجية الحديثة
٨٠٣	٢٨ - ١٢ الترشيح المكافئ
٨٠٨	٢٨ - ١٣ الميكروسكوب المتباين الطور
٨١١	٢٨ - ١٤ بصريات شلين

## الجزء الثالث : البصريات الكمية

### الفصل التاسع والعشرون : كرات الضوء ونشأتها

٨٢١	٢٩ - ١	ذرة بوهر
٨٢٢	٢٩ - ٢	مماسيب الطاقة
٨٢٧	٢٩ - ٣	نظام بوهر - ستونر لبناء الذرات
٨٢٨	٢٩ - ٤	المدارات الاهليلجية ، أو المداريات المتعلقة
٨٣١	٢٩ - ٥	الميكانيكا الموجية
٨٣٤	٢٩ - ٦	طيف الصوديوم
٨٣٨	٢٩ - ٧	الاشعاع الرنيني
٨٣٩	٢٩ - ٨	المناسيب شبه المستقرة
٨٤٢	٢٩ - ٩	الضخ الضوئي
٨٤٤		

### الفصل الثلاثون : الليزر

٨٤٧	٣٠ - ١	الانبعاث المحفز
٨٤٨	٣٠ - ٢	تصحيح الليزر
٨٤٩	٣٠ - ٣	ليزر العقيق
٨٥١	٣٠ - ٤	ليزر غازي الهليوم - النيون
٨٥٤	٣٠ - ٥	المرايا المقعرة ونوافذ بروسستر
٨٥٩	٣٠ - ٦	ليزر ثنائي أكسيد الكربون
٨٦١	٣٠ - ٧	التجاويف الرنانة
٨٦٤	٣٠ - ٨	طول الترابط
٨٦٩	٣٠ - ٩	مصاعفة التردد
٨٧٢	٣٠ - ١٠	أنواع أخرى من الليزر
٨٧٣	٣٠ - ١١	الأمان في الليزر
٨٧٤	٣٠ - ١٢	التأثير النقطي
٨٧٤	٣٠ - ١٣	تطبيقات الليزر
٨٧٥		

### الفصل الحادي والثلاثون : التصوير الخمسم ( المولوجرافيا )

٨٨١	٣١ - ١	المادىء الأساسية لتصوير الخمسم ( المولوجرافيا )
٨٨١		

٨٨٨	٢ - ٣١	رؤية الهولوجرام . . . . .
٨٨٩	٣ - ٣١	الهولوجرام السميك أو الحجمي
٨٩٤	٤ - ٣١	الهولوجرامات المتعددة
٨٩٥	٥ - ٣١	هولوجرامات انعكاس الضوء الأبيض
٨٩٦	٦ - ٣١	هولوجرامات أخرى . . . . .
٩٠٠	٧ - ٣١	معمل هولوجرافيا للطلاب

## الفصل الثاني والثلاثون : البصريات المغنطيسية والبصريات الكهربية

٩٠٦	١ - ٣٢	تأثير زيمان
٩١٣	٢ - ٣٢	تأثير زيمان العكسي
٩١٥	٣ - ٣٢	تأثير فراداي
٩١٨	٤ - ٣٢	تأثير فواجت ، أو الانكسار المزدوج المغنطيسي
٩٢١	٥ - ٣٢	تأثير كوتون - ملوتون
٩٢٢	٦ - ٣٢	تأثير كير المغنيطو بصري
٩٢٢	٧ - ٣٢	تأثير شتارك
٩٢٤	٨ - ٣٢	تأثير شتارك العكسي
٩٢٥	٩ - ٣٢	الانكسار المزدوج الكهربي
٩٢٥	١٠ - ٣٢	تأثير كير الكهروضوئي
٩٢٧	١١ - ٣٢	تأثير بوكيلز الكهروبصري

## الفصل الثالث والثلاثون : الطبيعة المزدوجة للضوء

٩٣١	١ - ٣٣	مواطن القصور في النظرية الموجية
٩٣٤	٢ - ٣٣	أدلة وجود الكم الضوئي
٩٣٧	٣ - ٣٣	الطاقة ، كمية التحرك ، وسرعة الفوتونات
٩٣٨	٤ - ٣٣	تطور ميكانيكا الكم
٩٣٩	٥ - ٣٣	مبدأ عدم التحديد . . . . .
٩٤٠	٦ - ٣٣	الحبود بواسطة شق . . . . .
٩٤٢	٧ - ٣٣	التكامل
٩٤٢	٨ - ٣٣	الشق المزدوج . . . . .
٩٤٤	٩ - ٣٣	تعيين الوضع بميكروسكوب

٩٤٦	٣٣ - ١٠ استخدام القاطع
٩٤٧	٣٣ - ١١ تفسير الخاصية المزدوجة للضوء . . . . .
٩٤٨	٣٣ - ١٢ مجالات تطبيق الأمواج والفوتونات



## مقدمة الطبعة الرابعة

كسبت هذه الطبعة الرابعة أساسا بغرض أن يستعملها طلاب السنوات الجامعية الأولى الذين سيتخصصون في أحد العلوم الفيزيائية ككتاب دراسي . أما الطبعات الأولى وإثانية وثالثة فقد كتبها فرانسيس أ. جينكينز وهارفي إ. هوايت عند تدريسهم لعلم البصريات في قسم الفيزياء بجامعة كاليفورنيا ، بيركلي . وبعد رحيل الأستاذ جينكينز في عام ١٩٦٠ قام هارفي إ. هوايت بتنقيح هذه الطبعة الرابعة .

بعد صدور الطبعة الثالثة في عام ١٩٥٧ ظهر عدد كبير من الأفكار المبتكرة والمفاهيم الجديدة في مجال البصريات ، الأمر الذي تطلب إضافة قدر كبير من المادة العلمية الحديثة . ولكي تصل الطبعة الرابعة إلى المستوى اللائق من الحداثة والعصرية أضيفت ثلاثة فصول جديدة وعدد من الأقسام الجديدة عن البصريات الحديثة والعديد من المراجع الجديدة وكذلك جميع المسائل الجديدة في نهايات جميع الفصول .

وقد نقلت تجارب فيزو عن سرعة الضوء في الهواء وتجارب فوكو عن سرعة الضوء في المادة الساكنة إلى الفصل الأول . هذا التعديل يعتبر بمثابة مقدمة أفضل لمفهوم هام هو معامل الانكسار ويترك بقية الفصل التاسع عشر بدون تغيير تقريبا .

في الجزء الأول من هذه الطبعة ، وهو الخاص بالبصريات الهندسية ، استعاض عن الحسابات المطولة والمرهقة لرسم الأشعة باستخدام اللوغاريتمات بالحسابات المباشرة باستخدام الحاسبات الالكترونية الحديثة نسبيا ، وهو ما يمكن مهندسي تصميم العدسات ببرمجة الحاسبات الأكبر .

وفي الجزء الثاني عن البصريات الموجية عدل الفصل الحادي عشر لكي يتناول موضوع الحركة الموجية بأسلوب أفضل ، كما أضيف قسم جديد عن مقياس التداخل الارتباطي في الفصل السادس عشر . علاوة على ذلك فقد أضيفت بعض السمات الأساسية لتطورات الحديثة في مجال البصريات الموجية في نهاية الفصل لثامن والعشرين ، وهي على وجه التحديد البصريات الموجية الحديثة والترشيح الفراعي وميكروسكوب التباين الطوري وبصريات شليرين .

وفي الجزء الثالث عن البصريات الكمية أضيفت ثلاثة فصول جديدة بهدف مواكبة التطورات الحديثة الهامة في هذا المجال وهي الفصل التاسع والعشرين عن الكمات الضوئية ومنشؤها ، والفصل الثلاثون عن الليزر ، والفصل الحادي والثلاثين عن التصوير المجسم ( المولوجرافية ) .

وأود أن أنتهز هذه الفرصة لأتقدم بالشكر إلى الأستاذ دونالد هـ . هوايت لمساعدته في تجميع الجزء الأكبر من المادة العلمية الجديدة المستخدمة في هذه الطبعة الرابعة .

هارفي إ. هوايت

## مقدمة الطبعة الثالثة

عند إعداد هذه الطبعة الجديدة كان أمامنا هدفان رئيسيان هما التبسيط والتحديث . ذلك أن حيرة المؤلفين وآخرين كثيرين ممن إستعملوا هذا الكتاب لفترة تروى على عقدين من الزمان قد بينت أن كثيراً من الفقرات والإشتقاقات الرياضية معقدة ومرهقة إلى حد بعيد مما يفقدها الوضوح الذى كان من الواجب أن تتميز به . وكمثال للخطوات المتخذة لتقويم هذا العيب أعيدت كتابة الفصل الخاص بالإنعكاس بأكمته فى صورة أبسط ، ووضع قبل موضوع الضوء المستقطب الأكثر صعوبة . علاوة على ذلك فإن التعبير عن التردد والطول الموجى بالقياس الدائرى وتقديم التدوين المركب فى بعض الأماكن قد مكنتنا من إختصار الإشتقاقات الرياضية فى النظرية الموجية ، مما يتيح حيزاً كافياً للمادة العلمية الجديدة .

فى أى فرع من فروع الفيزياء تتغير أساليب المعالجة نتيجة لتأثر ذلك الفرع بتطورات علم الفيزياء ككل . لذلك تعطى تدوينات الحزمة الموجية وعرض الخط وطول لترايط فى البصريات بشكل أكثر بروزاً نظراً لأهميتها فى ميكانيكا الكم . لنفس السبب يتعمم طلابنا الآن عادة التعامل مع الكميات المركبة فى مرحلة مبكرة ، وقد كان هذا مبرراً قوياً لإعطاء بعض الأمثلة لتوضيح إلى أى درجة يمكن أن تكون هذه الكميات المركبة مفيدة . ونظراً للإستخدام المتزايد للبصريات المتمركزة ، وأيضاً للطرق التحيطية لرسم الأشعة ، فقد قدمت هذه الموضوعات فى الفصول الخاصة بالبصريات الهندسية . أما العلاقات الأنيقة بين البصريات الهندسية وميكانيكا الجسيمات ، كما فى الميكروسكوب الإلكترونى والعدسات رباعية الأقطاب . فلم نتناولها نظراً لنقص الحيز المتاح فى الكتاب ، ولكن المدرس يستطيع إستكمال النص فى هذا الإغناء إن أراد . وقد يكون نفس الأمر صحيحاً فيما يتعلق بالمعالجة المعطاة بإيجاز شديد لبعض الموضوعات التى كتبت فيها حديثاً المبادئ القديمة أهمية خاصة . كما فى إشعاع شيركوف واهرور الدرعى والأغشية متعددة الطبقات .

إن الصعوبة التى يجب أن تفرض نفسها على مؤلفى الكتب الدراسية على هذا المستوى هى تفاذى انطباع القارئ بأن ذلك الموضوع محدد بذاته ويمثل كيانا مستقلاً من المعرفة . فإذا أمكن حث الطالب على الإطلاع على المراجع الأصلية لحد ما ، فإن

هذا الإنطباع سرعان ما يضحل . ولتشجيع الطالب على مثل هذه القراءة ذكرنا كثيراً من المراجع ، سواء كانت أبحاثاً أصلية أو كتب أخرى ، في كل مكان بمنى الكتاب . كذلك فإننا قد ضمنا هذه الطبعة مجموعة جديدة تماماً من المسائل التى تتراوح درجة صعوبتها فى مدى أوسع كثيراً مما سبق .

ليس من الممكن أن نذكر جميع من ساعدنا بإقتراحاته لتحسين هذه الطبعة . ومع ذلك يمكننا أن نشير إلى أن ل. و. ألفاريز ، و. و. أ. بوارز ، و. و. س. برايس ، و. ر. س. شانكلاند ، و. ج. م. ستون قد تبينوا أخطاء معينة وأشاروا بحذف بعض الأجزاء ، بينما ساهم كل من ه. س. كولمان ، و. ج. و. إليس ، و. ف. س. هاريس الابن ، و. ر. كينجرليك ، و. س. ف. ج. أوفرهيج ، و. ر. إ. وورلى بالعديد من الأفكار القيمة . ونحن نود أن نعبر عن شكرنا لهم جميعاً ، وكذلك للسيد ت. ل. جينكينز الذى إقترح تبسيط بعض الإشتقاقات وراجع أجوبة الكثير من المسائل .

فرانسيس أ. جينكينز

هارفى إ. هويت

الجزء الأول  
البصريات الهندسية



# لفصل الأول

## خواص الضوء

توصف جميع الخواص المعروفة للضوء بدلالة التجارب التي اكتشفت بها وأيضاً بالتجارب الإيضاحية الكثيرة والمختلفة التي تستخدم لتوضيحها . وبالرغم من أن هذه الخواص متعددة فإن إيضاحاتها يمكن تجميعها سوياً في مجموعات وتصنيفها تحت واحد من ثلاثة عناوين : البصريات الهندسية والبصريات الموجية والبصريات الكمية ، كل منها يمكن تقسيمه ثانية كما يلي :

### البصريات الهندسية

الانتشار في خطوط مستقيمة

السرعة المحدودة

الانعكاس

الانكسار

التشتت

### البصريات الموجية

التداخل

الحيود

الصفة المخطئية الكهربائية

الاستقطاب

الانكسار المزدوج

### البصريات الكمية

المدارات الذرية

كثافات الاحتمالية

مستويات الطاقة

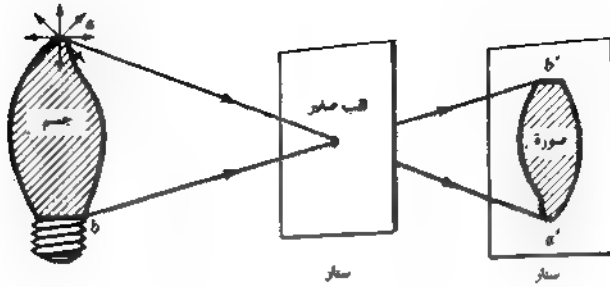
## الكلمات الليزر

سوف تعالج المجموعة الأولى من الظواهر والمصنفة كبصريات هندسية في الفصول العشرة الأولى من الكتاب ، وهي توصف بسهولة تامة بدلالة الخطوط المستقيمة والهندسة المستوية . والمجموعة الثانية ، وهي الظواهر الخاصة بالبصريات الموجية . فإنها تتعلق بالطبيعة الموجية للضوء وستعالج في الفصول من الحادى عشر إلى الثامن والعشرين . أما المجموعة الثالثة من الظواهر وهي المتعلقة بالبصريات الكمية فإنها تناقش الضوء باعتباره مكونا من حزم دقيقة من الطاقة تسمى الكمات ، وستعالج من وجهة النظر البصرية في الفصول من التاسع والعشرين إلى الثالث والثلاثين .

### ١ - ١ انتشار الضوء في خطوط مستقيمة

انتشار الضوء في خطوط مستقيمة هو المصطلح الفنى الذى يعبر عن مبدأ أن « الضوء ينتقل في خطوط مستقيمة » . ونعتبر حقيقة أن الأجسام يمكنها أن تكون ظلالا حادة تماماً إيضاحاً جيداً لهذا المبدأ . كذلك فإننا نجد في الكاميرا ذات الثقب إيضاحاً آخر لذلك . ففي هذا الجهاز البسيط والرخيص تتكون صورة الجسم الساكن على فيلم أو لوح فوتوغرافى بواسطة الضوء المار خلال ثقب صغير كما هو مبين في شكل ١ - ١ . الجسم في هذا الشكل عبارة عن مصباح زيتى كهربائى يبعث الضوء الأبيض . ولكى نرى كيف تتكون الصورة اعتبر الأشعة الضوئية المنبعثة من نقطة واحدة  $a$  قرب قمة المصباح . من بين الأشعة العديدة المنبعثة من هذه النقطة في مختلف الاتجاهات هناك شعاع يتحرك في اتجاه الثقب تماماً يمر خلاله إلى النقطة  $a'$  قرب قاعدة ستار الصورة . نأمل فإن الشعاع المنبعث من النقطة  $b$  قرب قاعدة المصباح والذي يمر خلال الثقب سوف يصل إلى النقطة  $b'$  قرب قمة ستار الصورة . ومن ثم يمكننا أن نرى كيف تتكون صورة مقلوبة للمصباح بأكمله على الستار .

وإذا حرك ستار الصورة مقتربا من ستار الثقب فإن الصورة ستصغر تناسيبا ، فيما إذا حرك ، مبتعدا عنه فإن الصورة ستكبر تناسيبا . بهذه الطريقة البسيطة يمكننا أن نلتقط صوراً فوتوغرافية محددة المعالم للأجسام الساكنة . فإذا ثقت ثقباً صغيراً في أحد أوجه صلب ووضعنا فيلماً أو لوحاً فوتوغرافياً صغيراً على الوجه المقابل ، ثم أخذت انقطاعات بأزمنة تعريض مختلفة كمحاولات أولية يمكنك أن تحصل على صورة



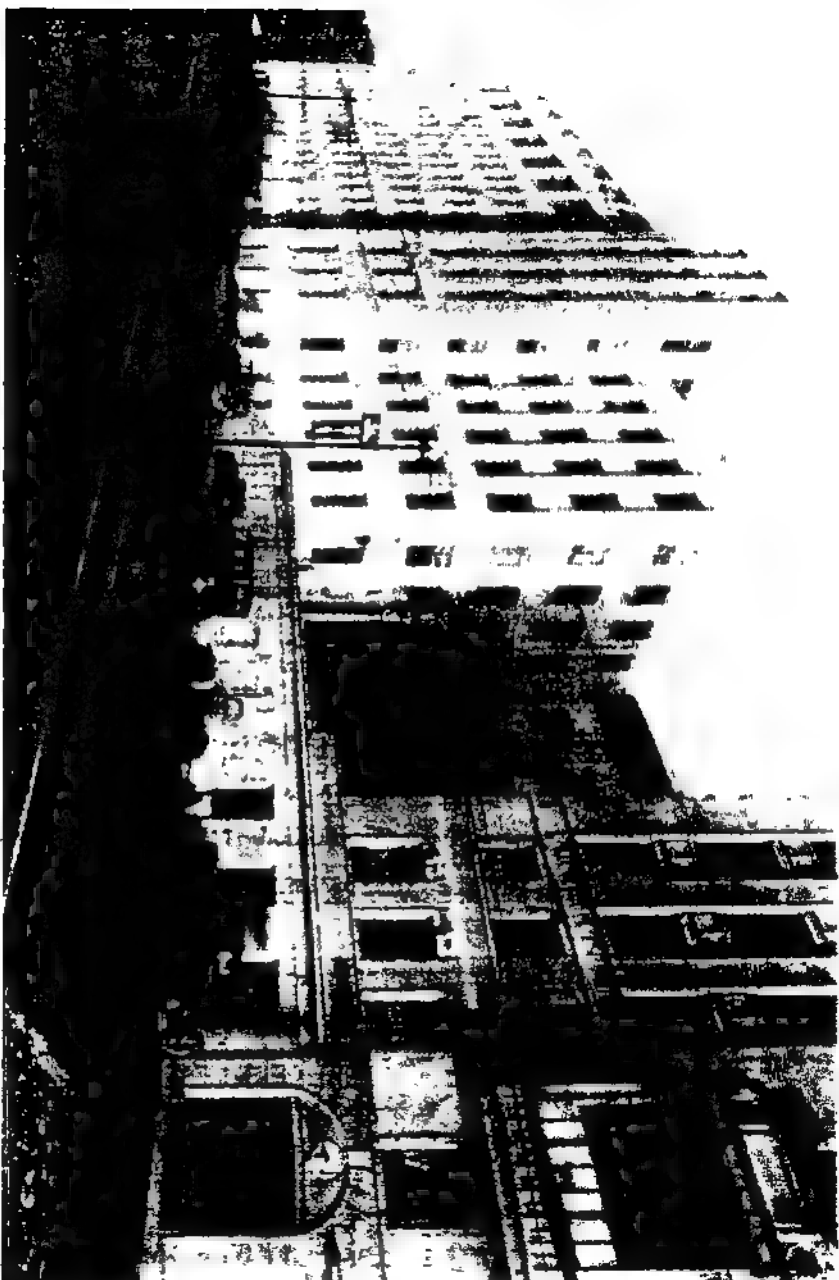
شكل ١ - ١ : تجربة إيضاحية لتوضيح مبدأ أن الأشعة الضوئية تسير في خطوط مستقيمة . هذا هو انتشار الضوء في خطوط مستقيمة .

جيدة . ولكي تكون الصور الملتقطة جيدة حادة من الضروري أن يكون الثقب صغيراً جداً لأن حجمه يحدد درجة عدم وضوح الصورة . وعموماً فإن ثقباً مربعاً صغيراً مناسب تماماً لهذا الغرض . لعمل مثل هذا الثقب يمكنك أن تستعمل رقيقة عادية من الألمنيوم وتطويها مرتين ثم تقطع الركن باستعمال شفرة حلاقة ، وبذلك ستكون الحواف نظيفة جيدة . بعد عدة محاولات ، وفحص الثقب الناتج في كل مرة بالاستعانة بعدسة مكبرة يمكنك أن تختار ثقباً مربعاً جيداً . هذا وقد التقطت الصورة الفوتوغرافية المستنسخة في الشكل ١ - ٢ باستخدام كاميرا ذات ثقب من النوع السابق وصفه . لاحظ للخطوط المنظورية غير المشوهة وكذلك عمق التحديد البؤري في الصورة .

## ١ - ٢ سرعة الضوء

كان لفلكيون القدماء يعتقدون أن الضوء ينتقل بسرعة لانهائية ، كما كان من المعتقد أن أي حدث عظيم يحدث بين النجوم البعيدة يلاحظ آنياً في جميع النقاط الأخرى في الكون .

ويقال أن غاليليو قد حاول أن يقيس سرعة الضوء حوالي عام ١٦٠٠ ، ولكنه لم ينجح في ذلك . في هذه المحاولة وقف غاليليو فوق قمة تل ومعه مصباح . بينما وقف مساعده فوق قمة تل بعيد ومعه مصباح آخر . وقد كانت خطة غاليليو أن يرفع عطاء مصباحه بناء على إشارة متفق عليها وبذلك تنبثق ومضة ضوئية تجاه مساعده . وعندما



شكل ١ : صورة فوتوغرافية لستيفي جامعة كاليفورنيا ، سان فرانسيسكو . الصورة ملقطة باستخدام الكاميرا ذات القلب . بعد الدحج الفوتوغرافي 9.5cm . نوع الفيلم باكوروناليك ، زمن التعريض 3.0cm القلب مربع الشكل طول ضلعه 0.33mm .

يرى المساعد الضوء كان عليه أن يرفع غطاء مصباحه في نفس اللحظة ، وبذلك تنبثق منه ومضه ضوئية تجاه جاليليو الذى كان يسجل الزمن الكلى المنقضى بين لحظة إرسال ومضته واستقبال ومضة مساعدته . وبعد تكرار هذه التجربة مرات عديدة وإجرائها على مسافات أكبر وأكبر بين المشاهدين ، اقتنع جاليليو أن سرعة الضوء لا بد وأن تكون لانهائية .

ونحن نعلم الآن أن سرعة الضوء محدودة ، وأن قيمتها التقريبية هي :

$$v = 300,000 \text{ km/s} = 186,400 \text{ mi/s}$$

في عام ١٨٤٩ أصبح الفيزيائي الفرنسي فيزو\* أول رجل يسجح في قياس سرعة الضوء هنا على كوكب الأرض ، ويعتقد أن جهازه شيه بالجهاز الميى في الشكل ١ - ٣ . وبالرغم من أن تقريره عن تلك التجربة مفصل تفصيلا دقيقا ، إلا أن مذكراته لا تحتوى على أى رسم تخطيطى لجهازه .

في الشكل ١ - ٣ تنعكس حزمة ضوئية قوية منبعثة من المصدر S أولا من مرآة نصف مفضضة G ثم تجمع في بؤرة عند النقطة O بواسطة العدسة L<sub>1</sub> . بعدئذ تنبثق الحزمة المتفرقة من O إلى حزمة متوازية بواسطة العدسة L<sub>2</sub> . وبعد أن يقطع الضوء مسافة قدرها 8.67 km إلى العدسة البعيدة L<sub>3</sub> والمرآة M يعود فينعكس راجعا إلى المصدر . هذه الحزمة الراجعة ترسم نفس مسيرها ثانية خلال O و L<sub>2</sub> و L<sub>1</sub> حيث يمر نصفها خلال G ليدخل عين المشاهد الموجود عند E .

أما وظيفة العجلة المسننة فهي تقطيع الحزمة الضوئية إلى بصير صغيرة ، فياس المسنن اللامر لهذه النضات لكي تنتقل إلى المرآة البعيدة دهانا وإيانا . وعندما تكون العجلة

\* أرماند هيل فيزو Armand H.L. Fizeau ١٨١٩ - ١٨٩٦ ، فيزيائي فرنسي ولد في عائلة ثرية مكنة من أن يكون مستقلا ماليا . ومع ذلك فإنه كثرت حياته لتجارب العلمية المثقنة بدلا من أن يصممها عند لا يبيع . وأهم إنجازاته العلمية كان قياس سرعة الضوء في عام ١٨٤٩ عندما أجرى تجربته الشهيرة في باريس بين معارثر وسوريزس . كما أنه أعطى التصوير الصحيح لبدأ دوبلر عند تطبيقه على الضوء الآتى من النجوم . يمكن استخدام هذه الظاهرة لقياس السرعات النجمية . كذلك فإنه أجرى تجارب عن سرعة الماء .

ساكنة يسمح للضوء بالمرور خلال إحدى الفتحات عند النقطة O. وفي هذا الوضع تصطف جميع العدسات والمرآة البعيدة في صف واحد بحيث يستطيع المشاهد الموجود عند E أن يرى صورة للمصدر الضوئي S .

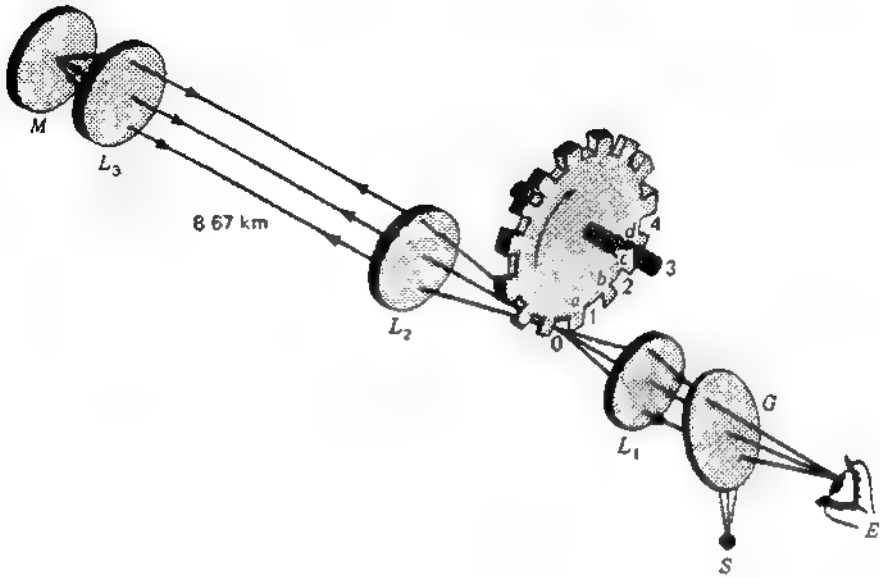
بعدئذ تدار العجلة مع زيادة سرعتها ببطء . وعند سرعة دوران معينة سوف يعود الضوء المار خلال O في اللحظة المناسبة تماماً لكي يوقفه السن a . وعند نفس هذه السرعة سوف يعود الضوء المار خلال الفتحة 1 في اللحظة المناسبة تماماً لكي يوقفه السن b . إذن ، تحت هذه الظروف لن يصل الضوء أبداً إلى المشاهد وبذلك تختفى صورة المصدر S كلية . وعند ضعف هذه السرعة سوف يظهر الضوء مرة ثانية ويصل إلى الشدة القصوى . هذا الشرط يتحقق عندما تعود النبضات الضوئية المارة خلال الفتحات 1,2,3,4, .... في اللحظة المناسبة تماماً لمرورها خلال الفتحات 2,3,4,5, .... بالترتيب .

وحيث أن العجلة المستخدمة كانت تحتوي على 720 سناً ، فإن فيزو وجد أن الشدة القصوى تحدث عندما تكون سرعة دورانها 25 rev/s . ومن ثم فإن الزمن اللازم لكل نبضة ضوئية لكي تقطع المسافة ذهاباً وإياباً هي  $s = 1/18,000 = (1/720) \times (1/25)$  ، وحيث إن المسافة الكلية التي يقطعها الضوء ذهاباً وإياباً هي 17.34 km ، فإن حساب سرعة الضوء يعطى القيمة التالية :

$$v = \frac{d}{t} = \frac{17.34 \text{ km}}{1/18,000 \text{ s}} = 312,000 \text{ km/s}$$

وفي السنوات التي تلت تجارب فيزو حول سرعة الضوء قام عدد من الباحثين التحريين بتحسين جهازه وحصلوا على قيم أكثر دقة لهذا الثابت العالمى . ومع ذلك ، قبل مرور ثلاثة أرباع القرن استخدم . أ. مايكلسون وآخرون من بعده طرقاً جديدة وبحسبة قياس سرعة الضوء المرئى وموجات اللاسكى والموجات الدقيقة وحصلوا على قيمة دقيقة لسرعة الضوء إلى ستة أرقام معنوية تقريباً .

من المعتقد أن الموجات المغنطيسية الكهربائية بجميع الأطوال الموجية ، ابتداء من أشعة إكس إلى إحدى نهايتى الطيف إلى أطول الموجات اللاسلكية ، تنتقل في الفراغ بنفس السرعة تماماً . هذه التجارب الحديثة نسبياً سوف تناقش في الفصل التاسع عشر ، كما سنعطى لها أكثر القيم دقة والمقبولة قبولاً عاماً لهذا الثابت الكونى ،



شكل ١ - ٣ : التجربة البحرية التي وصفها الفيزيائي الفرنسي فيزو والتي استخدمها في تعيين سرعة الضوء في الهواء في عام ١٨٤٩

$$(١ - ١) \quad c = 299,792.5 \text{ km/s} = 2.997925 + 10^8 \text{ m/s}$$

وللأغراض العملية ، حيث تجري الحسابات بدقة لا تريد عن أربعة أرقام معوية ، يمكننا اعتبار أن سرعة الضوء في الهواء أو الفراغ هي :

$$(٢ - ١) \quad c = 3.0 + 10^8 \text{ m/s}$$

والواقع أن لدينا مابيراستخدام هذه القيمة التقريبية لسرعة الضوء لأنها تختلف عن القيمة الأكثر دقة بأقل من 0.1 في المائة .

### ١ - ٣ سرعة الضوء في مادة ساكنة

في عام ١٨٥٠ أتم الفيزيائي الفرنسي فوكو\* تجربة قاس فيها سرعة الضوء في الماء وبسر نتائجها . وقد اكتسبت تجربة فوكو أهمية كبيرة لأنها حسنت حللها امتد رسا مويلا حول طبيعة الضوء . فقد كان نيوتن ومريلو في انجلترا وأوروبا يعتقدون أن الضوء مكون من حسيمات دقيقة تنبعث من كل مصدر ضوئي . ومن ناحية أخرى كان الصربياني الهولندي هايجنز يرى أن الضوء مكون من موجات شبيهة بموجات الماء أو الصوت .

طبقا لنظرية نيوتن الجسيمية لا بد أن تكون سرعة الضوء في وسط أكبر في الكثافة البصرية كالماء أكبر من سرعته في وسط أقل كثافة بصرية كالهواء . أما نظرية هايجنز الموجية فإنها تقرر أن سرعة الضوء في الوسط الأكثر بصريا يجب أن تكون أقل . وبإرسال حزمة ضوئية ذهاباً وإياباً في أنبوبة طويلة تحتوى على الماء وجد فوكو أن سرعة الضوء في الماء أقل من سرعته في الهواء . وقد اعتبر الكثيرون أن هذه النتيجة تأكيد قوى للنظرية الموجية .

يبين الشكل ١ - ٤ جهاز فوكو المستخدم في هذه التجربة . وهنا ينعكس الضوء الماء خلال الشق S من مرآة مستوية دوارة R إلى مرآتين مقعرتين  $M_1$  و  $M_2$  تقعان على نفس البعد من المرآة المستوية . وعندما تكون R في الوضع 1 ينتقل الضوء إلى  $M_1$  ثم يعود على نفس مساره إلى R ثم يمر خلال العدسة L ثم يصل بعد انعكاسه إلى العين الموجودة عند E . وعندما تكون R في الوضع 2 فإن الضوء يقطع المسار السفلى ليمر خلال عدسة مساعدة L ثم الأنوبة T إلى  $M_2$  حيث ينعكس عائداً إلى R يمر خلال L إلى G إلى العين E . والآن إذا ملكت الأنوبة T بالماء ثم أدير المرآة سوف تحدث إزاحة للصورتين من E إلى  $E_1$  و  $E_2$  . وقد لاحظ فوكو أن الشعاع الضوئي المار خلال الأنوبة يعاني إزاحة أكبر من الآخر . هذا يعنى أنه يستغرق في قطع المسار السفلى خلال الماء وقتاً أطول مما يستغرقه في قطع المسار العلوى خلال الهواء .

وقد كانت الصورة المشاهدة هي صورة سلكين متقاطعين أحدهما مور للثقب والآخر مشدود عبره . وحيث إن الصورتين المشاهدين عند  $E_1$  و  $E_2$  لا بد أن تكونا حادثتين ، كان من الضروري استخدام العدسة المساعدة L لتلافي إنحناء الأشعة الضوئية عند طرفي الأنوبة T .

---

\* جيمز جون فوكو Jean Bernard Leon Foucault ( ١٨١٩ - ١٨٦٨ ) ، فيزيائي فرنسي بعد دراسته للهندسة انتقل إلى الفيزياء التجريبية وأجرى تجارب على سرعة الضوء مع أمثال: غيرو ، وهدان ، عملا سويا بعض الوقت خلفا حول أفضل الطرق لـ « تقطيع » الحزمة الضوئية ، وبعد ذلك انغمس كل منهما وبحثهما خاصة . وقد قام فيزو ( باستخدام عجلة مستديرة ) ، وفوكو ( باستخدام مرآة دوارة ) بعمل رائع ، وكان عمل كل منهما مكتملا لعمل الآخر . وباستخدام مرآة دوارة استطاع فوكو في عام ١٨٥٠ قياس سرعة الضوء في عدد من الأوساط مختلفة . وفي عام ١٨٥١ قام فوكو بتجربة أوضحت دوران الأرض وذلك بإثبات دوران مسعى تدل على دوران الأرض . وتقديراً لابتكاره هذا الجهاز ، المعروف اليوم ببندول فوكو ، وحرصه على تطويره ، سميت جامعة الملكية بلندن ميثالية كوميبل في عام ١٨٥٥ . كذلك اكتشف فوكو لخصائص الدوامات في سائل متحرك في مجال مغناطيسي قوى واخترع المستقطب الصوتي الذي حصل عليه

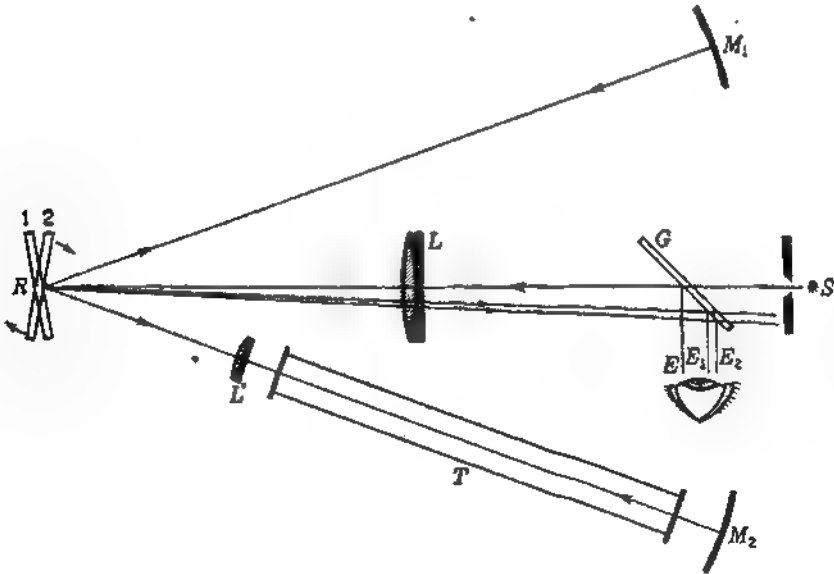
وبعد أكثر من أربعين عاما قاس الفيزيائي الأمريكي مايكيلسون (أول أمريكي نال جائزة نوبل وذلك في عام ١٩٠٧) سرعة الضوء في الهواء والماء . وقد وجد أن سرعة الضوء في الماء هي  $225,000 \text{ km/s}$  ، أى ثلاث أرباع سرعته في الهواء بالضغط . وسرعة الضوء في زجاج البصريات أقل من ذلك ، وتساوى حوالى ثلثي سرعته في الفراغ .

سرعة الضوء في الهواء عند درجة الحرارة والضغط المعيارين أقل بحوالى  $87 \text{ km/s}$  من سرعته في الفراغ ، أو  $299,706 \text{ km/s}$  . ولكثير من الأغراض العملية يمكن إهمال هذا الفرق . وبذلك تؤخذ سرعة الضوء في الهواء مساوية لسرعته في الفراغ ، أى  $v = 3.0 \times 10^{10} \text{ m/s}$  .

### ١ - ٤ معامل الانكسار

يعرف معامل انكسار أى وسط ضوئى بأنه النسبة بين سرعة الضوء في الفراغ وسرعة الضوء في ذلك الوسط :

$$\text{معامل الانكسار} = \frac{\text{سرعة الضوء في الفراغ}}{\text{سرعة الضوء في الوسط}} \quad (١ - ٣)$$



١ - ٤ : جهاز فوكو لقياس سرعة الضوء في الماء

وبالرموز الجبرية

$$n = \frac{c}{v}$$

( ١ - ٤ )

يستعمل الحرف  $n$  عادة لتمثيل هذه النسبة . وباستعمال السرعات المعطاة في القسم ١ - ٣ ، يمكننا أن نحصل على القيم التالية لمعاملات الانكسار :

( ١ - ٥ )

$$n = 1.520$$

للزجاج

( ١ - ٦ )

$$n = 1.333$$

للماء

( ١ - ٧ )

$$n = 1.000$$

للhواء

وقد وجد بالقياس الدقيق أن معامل انكسار الهواء عند درجة الحرارة العيانية ( $0^{\circ}\text{C}$ ) والضغط العياري (760 mmHg) هو :

( ١ - ٨ )

$$n = 1.000292$$

للhواء

لأنواع الزجاج والبلاستيك المختلفة معاملات انكسار مختلفة ، وتتراوح قيمة معامل انكسار أنواع زجاج البصريات الشائع الاستعمال من 1.52 إلى 1.72 ( انظر الجدول ١ - ١ ) .

تعتبر الكثافة البصرية لأي وسط شفاف مقياسا لمعامل انكساره ، ويقال أن الكثافة البصرية للوسط عالية إذا كان معامل انكساره كبيرا ، كما يقال إن الكثافة البصرية للوسط صغيرة إذا كان معامل انكساره صغيرا .

## ١ - ٥ المسير البصري

لاشتقاق واحدة من أهم المبادئ في البصريات الهندسية من الضروري تعريف كمية تسمى المسير البصري . يعطى مسير شعاع ضوئي  $d$  في أي وسط بحاصل ضرب السرعة في الزمن :

$$d = vt$$

وحيث أن  $n = c/v$  من التعريف ، فإن  $v = c/n$  ، وبذلك يمكننا أن نكتب :

$$d = \frac{c}{n} t \quad \text{أو} \quad nd = ct$$

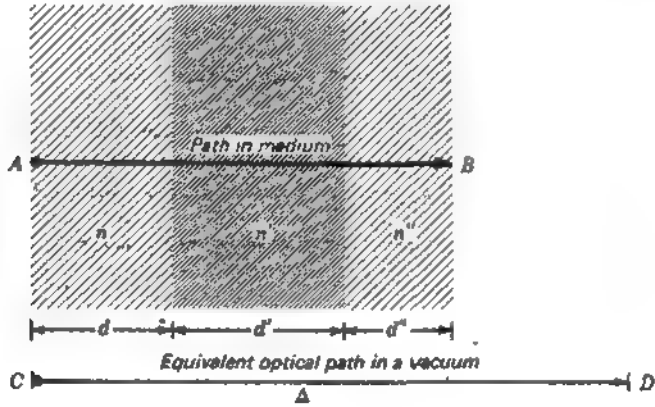
حاصل الضرب  $nd$  يسمى المسير البصري  $\Delta$  :

$$\Delta = nd$$

المسير البصرى يمثل المسافة التى يقطعها الضوء فى الفراغ فى نفس الزمن الذى يقطع فيه الضوء المسافة  $d$  فى الوسط . فإذا كان الشعاع الضوئى يمر خلال سلسلة من الأوساط الضوئية اسمائها  $d, d', d'', \dots$  ومعاملات انكسارها  $n, n', n'', \dots$  فإن المسير البصرى الكلى يساوى مجموع المسيرات البصرية المنفردة .

$$\Delta = nd + n'd' + n''d'' + \dots \quad (١ - ٩)$$

يمثل الشكل ١ - ٥ رسماً تخطيطياً يوضح معنى المسير البصرى . لدينا هنا ، كما هو مبين ، ثلاث أوساط متلامسة أطوالها  $d, d', d''$  ومعاملات انكسارها  $n, n', n''$  على الترتيب . ويبين الخط AB طول المسير الفعلى للضوء خلال هذه الأوساط ، بينما يمثل الخط CD المسافة  $\Delta$  ، أى المسافة التى يجب أن يقطعها الضوء فى الفراغ فى نفس الزمن  $t$  .



شكل ١ - ٥ : المسير البصرى خلال سلسلة من الأوساط الضوئية .

## ١ - ٦ قوانين الانعكاس والانكسار

عندما يسقط شعاع ضوئى على الحد الفاصل بين وسطين مختلفين ينعكس جزء من الشعاع عائداً فى الوسط الأول ، ويتكسر الجزء الباقى ( أى أن مساره ينثنى ) عند حوله فى الوسط الثانى ( انظر الشكل ١ - ٦ ) . ويمكن وصف اتجاهى هذين القانونين بقانونين ثابتين من قوانين الطبيعة .

طبقاً لأبسط هذين القانونين ، لابد أن تكون الزاوية التي يصنعها الشعاع الساقط مع السطح البيني ( أى السطح الفاصل )  $MM'$  مساوية تماماً للزاوية التي يصنعها الشعاع المنعكس مع نفس السطح البيني . وبدلاً من قياس زاوية السقوط وزاوية الانعكاس من السطح البيني  $MM'$  ، من المعتاد قياس كليهما من خط مشترك عمودى على هذا السطح البيني . هذا الخط  $NN'$  في الشكل يسمى العمود . وبزيادة زاوية السقوط  $\phi$  تزداد أيضاً زاوية الانعكاس بنفس المقدار تماماً ، وعليه ، لجميع زوايا السقوط يمكننا أن نكتب :

$$\text{زاوية السقوط} = \text{زاوية الانعكاس} \quad ( ١ - ١٠ )$$

الجزء الثانى والهام من هذا القانون يقول أن الشعاع المنعكس يقع في مستوى السقوط وعلى الجانب الآخر من العمود ؛ ويعرف مستوى السقوط بأنه ذلك المستوى الذى يشمل الشعاع الساقط والعمود . وبعبارة أخرى ، ينص هذا الجزء من القانون على أن الشعاع الساقط والعمود والشعاع المنعكس يقعوا جميعاً في مستوى واحد عمودى على السطح البيني الفاصل بين الوسطين .

أما القانون الثانى فإنه يتعلق بالشعاع الضوئى الساقط والشعاع الضوئى المنكسر ، وينص على أن النسبة بين جيب زاوية السقوط وجيب زاوية الانكسار تساوى مقدارا ثابتا ، وذلك لجميع زوايا السقوط :

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = \text{const} \quad ( ١ - ١١ )$$

علاوة على ذلك ، يقع الشعاع المنكسر أيضاً في مستوى السقوط وعلى الجانب الآخر من العمود . هذه العلاقة التى أكد سنيل\* صحتها تجريبياً تعرف بقانون سنيل . وقد وجد كذلك أن قيمة المقدار الثابت تساوى النسبة بين معامل انكسار الوسطين  $n_{\text{on}}$  تماماً . ومن ثم يمكننا أن نكتب العلاقة :

---

\* ويلبرورد سنيل Willebrord Snell ( ١٥٩١ - ١٦٢٦ ) فلكى ورياضى هولندى ولد في لندن . وفي سن الحادية والعشرين خلف والده كأستاذ للرياضيات في جامعة لينن . وفي عام ١٦١٧ عين حاكم الأرض من قياساته لارتفاعاتها بين الكمار وبيرجن-أوب - زوم . وقد أعلن سنيل ما هو أساساً قانون الانكسار في بحث غير منشور وذلك في عام ١٦٢١ . وقد بين إنشائه الهندسى للانكسار أن النسبة بين قاطعى تمام  $\mu$  و  $\mu'$  يجب أن تكون ثابتة . هذا وقد كان ديسكرايتس أول من استخدم نسبة جيبى الزاويتين ، ويعرف هذا القانون في فرنسا بقانون ديسكرايتس .

(١٢-١)

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = \frac{n'}{n}$$

التي يمكن كتابتها في الصورة المتأالة التالية :

(١٣-١)

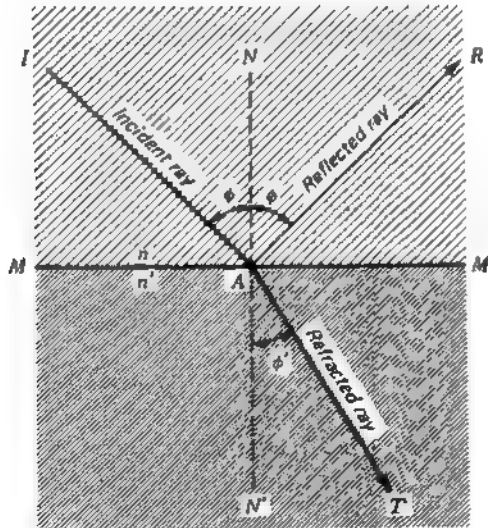
$$n \sin \phi = n' \sin \phi'$$

وطبقا للمعادلتين (١-٣) و (١-٤) ، يعرف معامل انكسار وسطين ضوئيين مختلفين كالتالي :

(١٤-١)

$$n = \frac{c}{v} \quad \text{و} \quad n' = \frac{c}{v'}$$

حيث  $c$  سرعة الضوء في الفراغ ( $c = 2.997925 \times 10^8 \text{ m/s}$ ) و  $v$  سرعة الضوء في الوسطين



شكل ١ - ٦ : الانعكاس والانكسار عند الحد الفاصل بين وسطين معامل انكسارهما  $n, n'$  على الترتيب .

بالتعويض من المعادلة (١-٣) في المعادلة (١-١٢) ، نحصل على

(١٥-١)

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = \frac{v}{v'}$$

وإذا كان أحد معامل الانكسار أو كلاهما مختلف عن الوحدة ، فإن النسبة  $n'/n$  تسمى عادة المعامل النسبي ، وبذلك يمكن كتابة قانون سنيل كالتالي :

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = n' \quad (١٦ - ١)$$

إذا كان الوسط الأول هو الفراغ ، أى  $n=1.0$  ، فإن قيمة المعامل النسبي ستكون هى نفس قيمة معامل الانكسار الثانى ، وبذلك تتحقق المعادلة ( ١٦ - ١ ) ثانية . أما إذا كان الوسط الأول هو الهواء عند درجة الحرارة والضغط المعياريين ( $n=1.000292$ ) ، وإذا كانت الدقة إلى ثلاث أرقام كافية ، فإن من الممكن كذلك استخدام المعادلة ( ١٦ - ١ ) .

وطالما كان الأمر ممكنا من الناحية العملية سوف نستخدم الرموز الخالية من الشرطة للإشارة إلى الوسط الأولى والرموز ذات الشرطة الواحدة للإشارة إلى الوسط الثانى والرموز ذات الشرطتين للإشارة إلى الوسط الثالث .. إلخ . وعندما تكون زوايا السقوط والانكسار صغيرة جدا ، يمكننا إجراء تقريب جيد بوضع جيوب الزوايا مساوية للزوايا ذاتها ، وبذلك نحصل على :

$$\frac{\phi}{\phi'} = \frac{n'}{n} \quad (١٧ - ١)$$

## ١ - ٧ التمثيل اليانى للانكسار

يوضح الشكل ٧ - ١ طريقة بسيطة لرسم شعاع ضوئى عبر الحد الفاصل بين وسطين شفافين ضوئيا . وحيث إن المبادئ المستخدمة فى هذا التمثيل تنطبق بسهولة على النظم البصرية المعقدة ، فإن هذه الطريقة مفيدة كذلك فى التصميم المبدئى لأنواع كثيرة مختلفة من الأجهزة الإبصارية .

بعد رسم الخط GH الذى يمثل الحد الفاصل بين وسطين معامل انكسارهما  $n'$  و  $n$  ، تختار زاوية سقوط الشعاع الساقط JA وهى  $\phi$  ثم تتابع الرسم كما على . يرسم الخط OR موازيا للشعاع JA على أحد جانبي الرسم وعلى قرب معقول منه . تؤخذ النقطة O كمركز ويرسم منها قوسان يتناسب نصفاهما مع معاملى الانكسار  $n'$  و  $n$  على الترتيب بعد ذلك يرسم خط مواز للعبود  $NN'$  ومار بنقطة التقاطع R حيث يتقاطع هذا الخط مع

قوس  $n'$  في النقطة P . يرسم الخط OP ، ثم يرسم الشعاع المنكسر AB من النقطة A مواز له . الزاوية  $\beta$  المحصورة بين الشعاع الساقط والشعاع المنكسر تسمى زاوية الانحراف وتعطى بالعلاقة .

$$\beta = \phi - \phi' \quad (1-18)$$

لإثبات أن هذا التمثيل يتبع قانون سنيل تماماً نطبق قانون الجيوب على المثلث ORP :

$$\frac{OR}{\sin \phi'} = \frac{OP}{\sin (\pi - \phi)}$$

وحيث إن  $OP = n'$  و  $OR = n$  و  $\sin (\pi - \phi) = \sin \phi$  فإن التعويض يعطينا مباشرة ما يلي :

$$\frac{n}{\sin \phi'} = \frac{n'}{\sin \phi} \quad (1-19)$$

وهو قانون سنيل [ المعادلة ( ١٢ - ١ ) ] .

## ١ - ٨ مبدأ الانعكاسية

يستخدم تماثل المعادلتين ( ١٠ - ١ ) و ( ١٣ - ١ ) بالنسبة للرموز لكي نثبت مباشرة أنه إذا عكس اتجاه الشعاع المنعكس أو المنكسر فإنه سوف يرسم مسيره الأصلي مرة ثانية . ولأى زوج من الأوساط معامل الانكسار  $n$  و  $n'$  نجد أن أى قيمة للزاوية  $\phi$  . سط بقيمة مناظرة لمعامل الانكسار  $n'$  . هذا سيكون صحيحاً كذلك إذا عكس اتجاه الشعاع وبذلك تصبح  $\phi'$  زاوية سقوط في الوسط  $n'$  ، وعندئذ ستكون زاوية الانكسار هي  $\phi$  . وحيث إن الانعكاسية صحيحة عند كل سطح عاكس وكل سطح كاسر ، فإنها صحيحة أيضاً لأكثر المسيرات البصرية تعقيداً . هذا المبدأ المفيد له أسس أخرى . نورد الأساس الهندسى البحث ، وسوف نبين لاحقاً أنه ينتج من تطبيق الحركة الدائمة على مبدأ معين في الميكانيكا .

## ١ ٩ قاعدة فيرمات

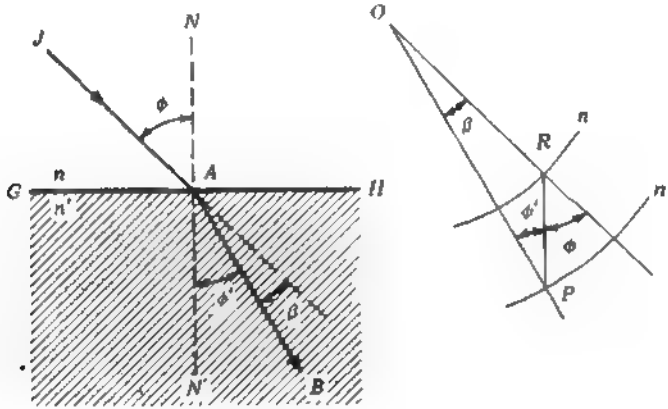
١٥- ما في القسم ١ - ٥ مصطلح المسير البصري حيث عرفناه بأنه المسافة التي يجب قطعها الشعاع الضوئى في الفراغ في نفس الزمن الذى يقطع فيه مسافة محددة من الزمان إلى أخرى خلال وسط ضوئى واحد أو أكثر . وبين الشكل ١ - ٨ المسير

3

الحقيقي لشعاع ضوئي خلال منشور يتلامس وجهاه الكاسران مع وسطين مختلفين في معامل الانكسار . ويعطى المسير البصري للشعاع من النقطة  $Q$  في الوسط  $n$  ماراً بالوسط  $n''$  إلى النقطة  $Q''$  في الوسط  $n''$  بالعلاقة التالية :

$$\Delta = nd + n'd' + n''d'' \quad (1 - 20)$$

من الممكن أيضاً تعريف المسير البصري في وسط يتغير معامل انكساره باستمرار باستخدام التكامل بدلاً من الجمع . وفي هذه الحالة ستكون مسيرات الأشعة منحنية ، وبذلك يفقد قانون سنيل للانعكاس معناه .



شكل ١ - ٧ : التمثيل البياني للانكسار عند سطح أملس يفصل وسطين معامل انكسارهما  $n, n'$ .

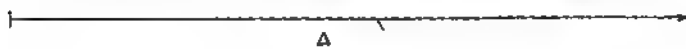
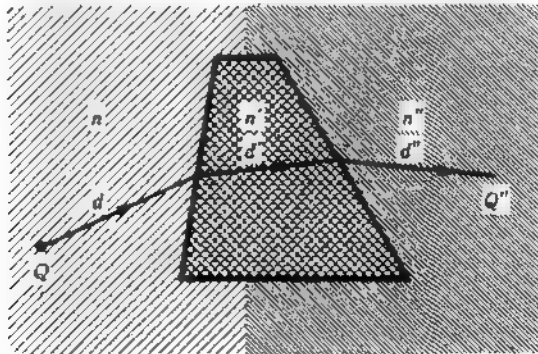
سنعالج الآن قاعدة فيرمات التي تنطبق على أى نوع من تغيرات معامل الانكسار  $n$  ، وبذلك يحتوى ضمنياً على قوانين الانعكاس والانكسار على السواء .

\* بير دى فيرمات Pierre de Fermat ( ١٦٠١ - ١٦٦٥ ) رياضى فرنسى ولد في بومونت - دى - لومانى . وقد توصل في شبابه إلى اكتشافات عديدة مع ياسكال حول خواص الأعداد ، وبنى على أساسها فيما بعد طريقة لحساب الاحتمالات ، وتخطه أبحاثه اللامعة في نظرية الأعداد كمؤسس للنظرية الحديثة في هذا المجال . كذلك درس فيرمات انعكاس الضوء وأعلن مبدأ أقل زمن الذى ينسب إليه ، وقد كان تبويوه لهذا المبدأ أن الطبيعة اقتصادية ، ولكنه لم ينتبه إلى الظروف التى يكون العكس فيها هو الصحيح . بالإضافة إلى ذلك كان فيرمات مستشار برلمان تولوز وكان مشهوراً بمعرفته القانونية وسلامة مسلكه الملتزم . وكان أيضاً عالماً موسوعياً ولغوياً نابهاً .

المسار الذي يتجه شعاع ضوئي في الانتقال من نقطة إلى أخرى خلال سلسلة من الأوساط هو ذلك الذي يجعل مسيره البصري مساويا ، في التقريب الأول ، للمسارات الأخرى المجاورة والقرية قريبا كثيرا من المسار الفعلي .

والمسارات الأخرى يجب أن تكون مسيرات ممكنة ، بمعنى أنها يمكن أن تعاني انحرافا حيث توجد الأسطح العاكسة أو الكاسرة فقط . وسوف تنطبق قاعدة فيرمات على أي شعاع يمثل مسيره البصري نهاية صغرى بالنسبة للمسارات الافتراضية المجاورة . وقد قرر فيرمات نفسه أن الزمن اللازم للشعاع لقطع المسار هو أقل زمن ، وأن المسار البصري مقياس لهذا الزمن . ولكن هناك حالات كثيرة يكون المسار البصري فيها هو أقصى مسير ، أو مسيرا لا يمثل نهاية عظمتى أو نهاية صغرى ولكنه مجرد مسير ساكن ( عند نقطة انقلاب ) في موضع الشعاع الحقيقي .

اعتبر شعاعا ضوئيا يجب أن يمر بنقطة ما  $Q$  ثم يمر بنقطة أخرى  $Q''$  بعد الانعكاس من سطح مستوى ( انظر الشكل ١ - ٩ ) . لإيجاد المسار الحقيقي نسقط أولا عمودا على  $GH$  ثم نمده على استقامته مسافة مساوية على الجانب الآخر إلى النقطة  $Q'$  . بعدئذ يرسم الخط  $Q'Q''$  ثم يرسم الخط  $QB$  من نقطة تقاطعه  $B$  . بذلك يكون  $QBQ''$  هو المسار الحقيقي للضوء ، ويمكننا أن نرى من تماثل العلاقات في الشكل أن هذا المسار يتبع قانون الانعكاس .

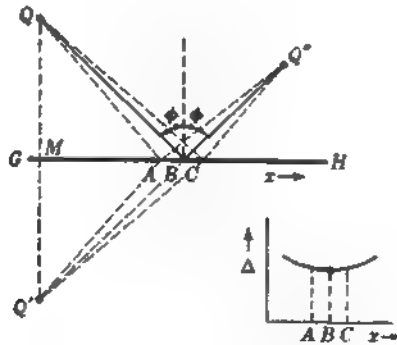


شكل ١ - ٨ : انكسار الضوء بواسطة منشور ومعنى المسار البصري  $\Delta$

اعتبر الآن المسيرات المجاورة لنقطتين مثل  $C$  و  $A$  على سطح المرآة بالقرب من  $B$  . حيث أن الخط المستقيم هو أقرب بعد بين نقطتين ، إذن المسيران  $Q'ACQ''$  و  $Q'BCQ''$  أكبر من  $Q'BCQ''$  . من الإنشاء السابق وتكافؤ المثلثين نجد أن  $QA = Q'A$  ،  $QC = Q'C$  ، بحيث يكون  $QAQ' > QBQ'$  ،  $QCQ' > QBQ'$  . بذلك نجد أن المسير  $QBQ'$  هو المسير الأدنى . وبين الرسم التخطيطي للمسيرات الافتراضية القريبة من المسير الحقيقي ، وهو الموضح في الجزء السفلي الأيمن من الشكل ، معنى المسير الأدنى ، كما يوضح استواء المنحنى بين  $C$  و  $A$  أن المسيرين المجاورين يساويان المسير البصري الحقيقي في التقريب الأول .

اعتبر أخيراً الخواص البصرية لعاكس على شكل مجسم القطع الناقص كالمبين في الشكل ١ - ١٠ . طبقاً لقانون الانعكاس يجب أن تنعكس جميع الأشعة الخارجة من مصدر نقطي  $Q$  موجود في إحدى البؤرتين لتتجمع سويًا في البؤرة الأخرى  $Q'$  . بالإضافة إلى ذلك تكون جميع المسيرات متساوية في الطول . وهنا يجب أن نتذكر أنه يمكن رسم القطع الناقص بمحيط ثابت الطول ونهايتيه مربوطين في البؤرتين . وحيث أن جميع المسيرات البصرية متساوية فإن هذه حالة ثابتة كما ذكر سابقاً . وفي الشكل ١ - ١١ (ب) تمثل المسيرات المتساوية في الطول بمخطط مستقيم أفقي .

سنولى بعض الاهتمام هنا لأسطح عاكسة أخرى كالسطحين  $Q$  والمنقطتين في الشكل ١ - ١٠ . إذا كان هذان السطحان مماسين لمجسم القطع الناقص عند النقطة  $B$  ، فإن



شكل ١ - ٩ : تطبيق قاعدة فيرمات على الانعكاس عند سطح مسوى .

الخط  $NB$  يكون عمودياً على الأسطح الثلاثة كلها ويكون  $QBQ'$  مسيراً حقيقياً لها جميعها . ومع ذلك فإن المسيرات المجاورة ابتداءً من  $Q$  إلى نقط على هذه المرآة سوف



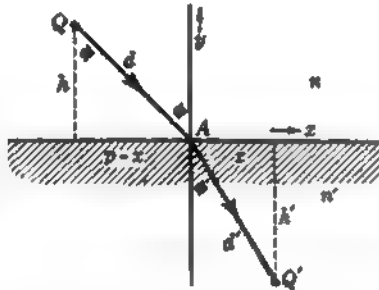
للجزء المقطوع بهذين العمودين على المحور  $x$  يمكننا استخدام نظرية فيثاغورث لمثلثات القائمة الزاوية وكتابة :

$$d^2 = h^2 + (p - x)^2 \quad d'^2 = h'^2 + x^2$$

وبالتعويض عن قيمتي  $d$  و  $d'$  في المعادلة ( ١ - ٩ ) نحصل على :

$$( ١ - ٢٢ ) \quad \Delta = n[h^2 + (p - x)^2]^{1/2} + n'[h'^2 + x^2]^{1/2}$$

طبقا لقاعدة فيرمات يجب أن يكون للمسير البصري الفعلي  $\Delta$  قيمة دنيا أو قصوى ( أو ثابتة عموما ) . وإحدى الطرق لإيجاد القيمة الدنيا أو القصوى للمسير البصري هي أن نرسم رسما بيانيا للمقدار  $\Delta$  مقابل  $x$  ونوجد قيمة  $x$  التي يكون مماس المنحنى عندها موازيا للمحور  $x$  ( انظر الشكل ١ - ١١ ) . والطريقة الرياضية لعمل ذلك هي أن نفاضل أولا المعادلة ( ١ - ٢٢ ) بالنسبة إلى المتغير  $x$  وبذلك نحصل على معادلة لميل المنحنى ، ثانيا نساوي المعادلة الناتجة بالصفر وبذلك نوجد قيمة  $x$  التي يكون ميل المنحنى عندها صفرا .



شكل ١ - ١١ : رسوم بيانية للمسارات البصرية في حالة الانعكاس لتوضيح شروط المسارات الضوئية (أ) القصوى ، (ب) القابلة ، (ج) الدنيا . قاعدة فيرمات .

بتفاضل المعادلة ( ١ - ٢٢ ) بالنسبة إلى  $x$  ووضع النتيجة مساوية للصفر نحصل على :

$$\frac{d\Delta}{dx} = \frac{\frac{1}{2}n}{[h^2 + (p - x)^2]^{1/2}} (-2p + 2x) + \frac{\frac{1}{2}n'}{(h'^2 + x^2)^{1/2}} 2x = 0$$

التي تعطينا :

$$n \frac{p - x}{[h^2 + (p - x)^2]^{1/2}} = n' \frac{x}{(h'^2 + x^2)^{1/2}}$$

أو ، ببساطة :

$$n \frac{p - x}{d} = n' \frac{x}{d'}$$

بالرجوع إلى الشكل ١ - ١٢ سنرى أن المقدارين المضروبين في  $n'$  و  $n$  هما مجرد حبيبي الزاويتين المناظرتين ، وبذلك نكون قد أثبتنا المعادلة ( ١ - ١٣ ) ، وبالتحديد :

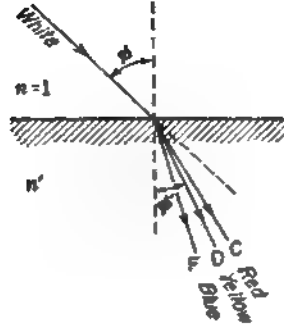
$$n \sin \phi = n' \sin \phi' \quad ( ١ - ٢٣ )$$

من الممكن كذلك رسم شكل تخطيطي للضوء المنعكس ، مشابه للشكل ١ - ١٢ ، واستخدام نفس الطريقة الرياضية لإثبات قانون الانعكاس .

## ١ - ١٠ التشتت اللوني

من المعروف جيدا لمن درس الفيزياء الأساسية أن الانكسار يسبب فصل الضوء الأبيض إلى ألوانه المركبة . ومن ثم ، كما هو مبين في الشكل ١ - ١٣ ، فإن الشعاع الضوئي الأبيض الساقط يعطى أشعة منكسرة ذات ألوان مختلفة ( طيفا مستمرا في الحقيقة ) ، ولكل منها قيمة مختلفة للزاوية  $\phi$  . هذا يعنى ، طبقا للمعادلة ( ١ - ١٣ ) أن قيمة  $n$  تختلف باختلاف اللون . ومن المعتاد عند التوصيف المضبوط لمعاملات الانكسار استخدام ألوان معينة تناظر خطوطا مظلمة معينة في الطيف الشمسى . هذه هي خطوط فراونهوفر\* التى يرمز لها بالحروف A,B,C,..... بدءا من النهاية الحمراء البعيدة ، هى معطاة في الجدول ١ - ١ . ويوضح الشكل ١ - ١٣ أكثر هذه الخطوط استعمالا .

\* كان جوزيف فون فراونهوفر Joseph von Fraunhofer ( ١٧٨٧ - ١٨٢٦ ) ابن زخاج بالفارى ، وقد تعلم صقل الزجاج من والده ودخل مجال البصريات من الجانب العمل . وقد اكتسب فراونهوفر مهارة كبيرة صاغة العدسات الملونة والأجهزة الإبصارية . وأثناء قياس معامل انكسار أنواع مختلفة من الزجاج لاحظ الخطين الأصفرين D لطيف الصوديوم واستفاد منهما . كما كان من أوائل من صنع محزوزات الحيود ، وقد مكنته مهارته النادرة من إنتاج أطيف أفضل كثيرا من سابقيه . وبالرغم من أن ربه وولاستون كان أول من لاحظ المخطوط المظلمة للطيف الشمسى إلا أن فراونهوفر هو الذى درسها بعناية وتحت تشييت وتحليل عالين ، وقاس الأطوال الموجة لأكثر هذه الخطوة شهرة بدقة كبيرة . كذلك فإنه رسم خريطة لعدد قدرة 576 من هذه المخطوط ، وتعرف المخطوط الأساسية فيها ، والتي يرمز لها بالحروف من A إلى K باسمه .



شكل ١ - ١٣ : عند الانكسار ينثر الضوء الأبيض إلى طيف . هذه العملية تسمى التشتت .

التفرق الزاوى للشعاعين C و F مقياس للتشتت الناتج ، وهو مبالغ فيه بدرجة كبيرة في الشكل بالنسبة للانحراف المتوسط للطيف الذى يقاس بالزاوية التى ينشئ بها الشعاع D . لتأخذ الزجاج التاجى كحالة نمطية ؛ معاملات انكسار هذا الزجاج ، كما هى معطاة في الجدول ١ - ١ ، هى :

$$n_F = 1.52933 \quad n_D = 1.52300 \quad n_C = 1.52042$$

يمكننا الآن أن نثبت بسهولة باستخدام المعادلة ( ١٧ - ١ ) أن تشتت الشعاعين C و F ، أى  $(\phi_F - \phi_C)$  للزوايا  $\phi$  الصغيرة يتناسب مع :

$$n_F - n_C = 0.00891$$

بينما يعتمد انحراف الشعاع D ، أى  $(\phi - \phi_D)$  على  $n_D - 1$  وهو يساوى 0.52300 ؛ أى أنه 60 ضعفا تقريبا . من جهة أخرى ، تختلف النسبة بين هاتين الكميتين للأنواع المختلفة من الزجاج ، وهى خاصية مميزة هامة لأى مادة بصرية . هذه النسبة تسمى قدرة التشتيت وتعرف بالمعادلة :

$$V = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} \quad ( ٢٤ - ١ )$$

ويسمى مقلوب قدرة التشتيت بدليل التشتيت  $v$ :

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad ( ٢٥ - ١ )$$

وتقع قيمة  $v$  لمعظم أنواع زجاج البصريات بين 20 و 60 ( انظر الجدول ١ - ٢ ) والملاحق ( ٣ ) .

حدول ١ - ١ : رموز فراونوفر والمصادر المنصرية والطول الموجي ومعامل الانكسار لأربعة أنواع من الزجاج البصري .

Designation	Chemical element	Wavelength, Å†	Spectacle crown	Light flint	Dense flint	Extra dense flint
C	H	6563	1.52042	1.57208	1.66630	1.71303
D	Na	5892	1.52300	1.57600	1.67050	1.72000
F	H	4861	1.52933	1.58606	1.68059	1.73780
G'	H	4340	1.53435	1.59441	1.68882	1.73324

للأنواع الأخرى من الزجاج والبلورات انظر الملحقين ٣ و ٤ .  
لتحويل الأطوال الموجية من الأنجستروم (Å) إلى نانومتر (nm) حرك العلامة العشرية رقما واحدا إلى اليسار ( انظر الملحق ٦ ) .

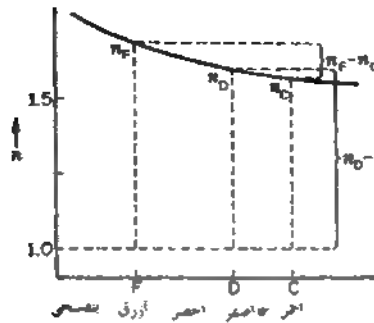
وبوضح الشكل ١ - ١٤ يأتينا نوع تغير  $n$  مع اللون كما نقابلة عادة في المواد البصرية . في المعادلة ( ١ - ٢٥ ) ، يتحدد المقام الذي يعتبر مقياسا للتشتت ، بالفرق بين معاملي الانكسار عند نقطتين قريبتين من نهايتي الطيف ، ويمثل البسط الذي يعتبر مقياسا لمتوسط الانحراف ، مقدار زيادة قيمة متوسطة لمعامل الانكسار عن الوحدة .  
في معظم معالجاتنا للبصريات الهندسية نعمل التأثيرات اللونية عادةً ويفترض ، كما سنعمل في الفصول السبعة التالية ، أن معامل الانكسار لكل جزء من جهاز بصري هو معامل الانكسار المعين لضوء الصوديوم الأصفر D .

## مسائل \*

١ - ١ صنع صبي كاميرا ذات ثقب باستخدام صندوق من الكرتون أبعاده  $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 16\text{cm}$  وكان الثقب الصغير يقع في أحد الجوانب ، ووضع فيلم أبعاده  $8\text{cm} \times 8\text{cm}$  في الجانب الآخر . على أي بعد من شجرة ارتفاعها 25.0m يجب أن يضع الصبي هذه الكاميرا ليحصل على صورة للشجرة ارتفاعها 6.0cm على الفيلم ؟

الجواب : 66.7m

١ - ٢ يريد طالب فيزياء تكرار تجربة فيزو لقياس سرعة الضوء . إذا استخدم هذا الطالب عجلة مستدة تحتوي على 1440 سنا وكانت مرآته البعيدة موضوعة في نافذة مختبر يواجه مبنى الكلية ويبعد عنه مسافة قدرها 412.60m ، بأي سرعة يجب أن تدار العجلة لكي تظهر النبضات الضوئية العائدة أول لشدة قصوى ؟



شكل ١ - ١٤ : تغير معامل الانكسار مع اللون .

- ٣ - ١ إذا كانت المرآة R في تجربة فوكو تدور بسرعة قدرها 12,00 rev/min ، أوجد (أ) السرعة الدورانية للمرآة R بالدورات في الثانية ، (ب) السرعة الدورانية للشعاع الماسح  $RM_1$  بالزوايا النصف قطرية في الثانية . أوجد الزمن الذي يستغرقه الضوء لقطع المسير (ج)  $RM_1R$  (د)  $RM_2R$  . ما هو الانحراف المشاهد للشق (هـ)  $EE_1$  (و)  $EE_2$  ؟ افترض أن المسافات  $RS = RE = 6.0m$  و  $RM_1 = RM_2 = 6.0m$  وأن طول أنبوبة الماء هو  $T = 5.0m$  ومعامل انكسار الماء هو 1.3330 وسرعة الضوء في الهواء هي  $3.0 \times 10^8$  m/s .

جدول ١ - ٢ : دليل التثبيت لأربعة أنواع من زجاج البصريات

Glass	Spectacle crown	Light flint	Dense flint	Extra dense flint
$\nu$	58.7	41.2	47.6	29.08

\* See Table 1A.

- ٤ - ١ إذا كان معامل انكسار قطعة من زجاج البصريات هو 1.5250 ، احسب سرعة الضوء في الزجاج .
- ٥ - ١ احسب الفرق بين سرعتي الضوء في الفراغ وفي الهواء بالكيلو مترات في الثانية إذا كان معامل انكسار الهواء 1.0002340 . استخدم قيم السرعة مقدرة إلى سبع أرقام معنوية .

١ - ٦ إذا كان بعد القمر عن الأرض  $3.840 \times 10^5 \text{ km}$  ، فما هو الزمن الذى تستغرقه الموجات الدقيقة للانتقال من الأرض إلى القمر والعودة مرة ثانية ؟

١ - ٧ ما الزمن الذى يستغرقه الضوء للوصول من الشمس إلى الأرض ؟ افترض أن الأرض تبعد عن الشمس مسافة قدرها  $1.50 \times 10^8 \text{ km}$  .

الجواب : 500 s أو 8min 20 s

١ - ٨ يمر شعاع ضوئى خلال قالب زجاجى سمكه 10.0 cm ثم خلال الماء مسافة قدرها 30.5 cm وأخيرا خلال قالب زجاجى آخر سمكه 5.0 cm . إذا كان معامل انكسار قطعى الزجاج 1.5250 ومعامل انكسار الماء 1.3330 أوجد المسير البصرى الكلى .

١ - ٩ صهرج ماء طوله من الداخل 62.0 cm وجهاه من الزجاج وسمك كل منهما 250 cm . أوجد المسير البصرى الكلى إذا كان معامل انكسار الماء 1.3330 ومعامل انكسار الزجاج 1.6240 .

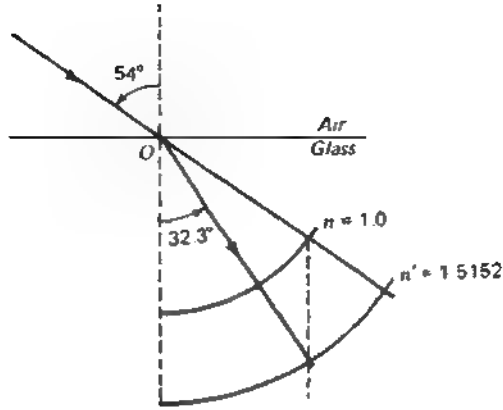
١ - ١٠ شعاع ضوئى يمر مسافة قدرها 285.60 cm خلال الماء ثم مسافة قدرها 15.40 cm خلال الزجاج وأخيرا مسافة قدرها 174.20 cm خلال الزيت . إذا علمت أن معاملات انكسار الماء والزجاج والزيت هي 1.3330 و 1.6360 و 1.3870 . على الترتيب ، أوجد ما يلى إلى ثلاث أرقام معنوية : (أ) المسيرات البصرية فى كل من الأوساط الثلاثة ، (ب) المسير البصر الكلى .  
الجواب : (أ) 380.7 cm, 25.19 cm, 241.6 cm (ب) 647 cm .

١ - ١١ سقط شعاع ضوئى على السطح المصقول لقالب زجاجى بزاوية قدرها  $10^\circ$  . (أ) أوجد زاوية الانكسار مقدرة إلى أربع أرقام معنوية إذا كان معامل انكسار الزجاج 1.5258 . (ب) بفرض أن جيوب الزوايا فى قانون سنيل يمكن الاستغاضة عنها بالزوايا نفسها . ما هى قيمة زاوية الانكسار فى هذه الحالة ؟ (ج) أوجد الخطأ المئوى .

١ - ١٢ أوجد أجوبة المسألة ١ - ١١ إذا كانت زاوية السقوط  $45.0^\circ$  ومعامل الانكسار 1.4265 .

١ - ١٣ سقط شعاع ضوئى من الهواء بزاوية قدرها  $54.0^\circ$  على السطح الأملس لقطعة من الزجاج . (أ) إذا كان معامل الانكسار هو 1.5152 ، أوجد زاوية الانكسار مقدرة إلى أربع أرقام معنوية ، (ب) أوجد زاوية الانكسار تخطيطيا . ( انظر الشكل م ١٣ - ١ ) .  
الجواب :  $32.272^\circ$  ، (ب)  $32.3^\circ$  .

١ - ١٤ فرغت ماسورة جوفاء طولها 1.250 m بالضبط مغلقة بالقرب من طرفها بلوحين زجاجيين سمك كل منهما 8.50 mm تقريبا كبيرا . (أ) إذا كان معامل انكسار



شكل م ١٣ - ١ : رسم تخطيطي للجزء (ب) من المسألة ١ - ١٣ .

اللوحين الزجاجيين 1.5250 . أوجد المسير البصري الكلي بين السطحين الزجاجيين الخارجيين . (ب) بأي مقدار يزداد المسير البصري إذا مُلئت الماسورة بماء معامل انكساره 1.33300 أعطى أجوبتك مقدرة إلى خمس أرقام معنوية .

١٥ - ١ المسافات في الشكل ١٢ - ١ كالآتي  $x = 6.0 \text{ cm}$ ,  $h = 12.0 \text{ cm}$ ,  $h' = 15.0 \text{ cm}$  ومعامل الانكسار هما  $n = 1.3330$ ,  $n' = 1.5250$  أوجد  $\phi$ ,  $\phi'$ ,  $d$ ,  $d'$ ,  $p$ ,  $\Delta$  مقدرة إلى ثلاث أرقام معنوية .

الجواب :  $\phi' = 21.80^\circ$ ,  $\phi = 25.14^\circ$ ,  $d = 13.26 \text{ cm}$ ,  $d' = 16.16 \text{ cm}$ ,  $p = 11.63 \text{ cm}$ ,  $\Delta = 42.3$

١٦ - ١ حل المسألة ١٥ - ١ تخطيطيا .

١٧ - ١ أثناء دراسة الانكسار الضوئي توصل كبلر إلى صيغة الانكسار التالية :

$$\phi = \frac{\phi'}{1 - k \sec \phi'} \quad \text{حيث} \quad k = \frac{n' - 1}{n'}$$

حيث  $n'$  معامل الانكسار النسبي . أحسب زاوية السقوط  $\phi$  على قطعة من الزجاج معامل انكساره  $n' = 1.7320$  إذا كانت زاوية الانكسار  $\phi' = 32.0^\circ$  (أ) طبقا لصيغة كبلر ، (ب) طبقا لقانون سنيل . لاحظ أن  $\sec \phi' = 1/(\cos \phi')$  .

١٨ ١ سقط شعاع من الضوء الأبيض بزاوية قدرها  $55.0^\circ$  على السطح المصقول لقطعة من الزجاج . إذا كان معامل الانكسار بالنسبة للضوء الأحمر C والأزرق F هما  $n_F = 1.53828$  و  $n_C = 1.54735$  على الترتيب ، فما هو التشتت الزاوي بين هذين اللونين ؟ (أ) أوجد الزاويتين لخمس أرقام معنوية ، (ب) أوجد التشتت لثلاث أرقام معنوية .

الجواب  $(a) \phi'_C = 32.1753^\circ, \phi'_F = 31.9643^\circ, (b) 0.2110^\circ$

١٩ ١ صنع منشور من قطعة من الزجاج الطراني ( زجاج الفلنت ) . إذا كانت معاملات الانكسار للضوء الأحمر والأصفر والأزرق هي  $n_F = 1.66270, n_D = 1.469.0, n_C = 1.64357$  أوجد (أ) قدرة التشتت ، (ب) ثابت التشتت لهذا الزجاج .

٢٠ ١ صنعت عدسة من زجاج النظارات التاجي ، وكانت معاملات الانكسار كما حددها الصانع هي  $n_F = 1.52933, n_D = 1.52300, n_C = 1.52042$  عين قيمة (أ) ثابت التشتت ، (ب) قدرة التشتت .

٢١ ١ صنع منشور من الزجاج الطراني ( الفلنت ) الكثيف جدا ، وكانت معاملات الانكسار التي حددها الصانع هي المعطاة في الجدول ١ - ١ . أوجد قيمة (أ) قدرة التشتت ، (ب) ثابت التشتت .

الجواب : (أ) 0.034403 (ب) 29.067

٢٢ ١ مرآتان مستويتان يمثل إحداها على الأخرى بزاوية قدرها  $\alpha$  . بتطبيق قانون الانعكاس ، أثبت أن أي شعاع مسعى سقوطه عمودى على خط تقاطع المرآتين ينحرف نتيجة للانعكاسين بزاوية  $\theta$  لا تعتمد على زاوية السقوط . عبر عن هذا الانحراف بدلالة  $\alpha$  .

٢٣ ١ مرآة على شكل مجسم القطع الناقص طول محوره الأكبر 10.0cm وطول محوره الأصغر 8.0cm وتبعد بؤرتاه مسافة قدرها 6.9cm إحداها عن الأخرى . إذا وجد مصدر نقطى في إحدى البؤرتين Q فسوف يمر شعاعان ضوئيان فقط بالنقطة C التي تقع في المنتصف بين Q و B ، كما هو مبين في الشكل المصاحب . ارسم هذا القطع الناقص وعين تخطيطيا ما إذا كان المساران QDC و QBC عبارة عن أقصى مسارين أو أدنى مسارين أو مسارين ثابتين .

٢٤ ١ سقط شعاع ضوئى في الهواء على مركز أحد أوجه منشور صناعا بزاوية قدرها  $55^\circ$  مع العمود . وبعد المرور خلال الزجاج انكسر الشعاع خارجا إلى الهواء . افترض أن الراوية بين وجهى المنشور  $60.9^\circ$  وأن معامل انكسار الزجاج 1.650 . أوجد انحراف الشعاع (أ) عند السطح الأول . (ب) عند السطح الثانى . أوجد الانحراف الكلى (أ) بالحساب (ب) تخطيطيا .

- ١ - ٢٥ عوَج طرف قضيب زجاجي بحيث أخذ شكل نصف كرة مصقول نصف قطرها 10.0cm. سقطت خمس أشعة متوازية يبعد كل منها عن التالي له مسافة قدرها 2.0 cm وتقع جميعها في نفس المستوى على هذا الطرف المنحني وبحيث يمر أحدها بمركز نصف الكرة وموازيا لمحور القضيب . إذا كان معامل الانكسار هو 1.5360 ، أحسب البعدين نقطة تقاطع كل من الأشعة المنكسرة مع المحور والسطح الكاسر .
- ١ - ٢٦ صنعت أحجار نصف كريمة من بلورات تيتانات الاسترنشيوم الصافية ، وكانت معاملات الانكسار بالنسبة للألوان المختلفة من الضوء كالتالي :

	أحمر	أصفر	أزرق	بنفسجى
$\lambda, \text{\AA}$	6563	5892	4861	4340
$n$	2.37287	2.41208	2.49242	2.57168

أحسب قيمة (أ) ثابت التشتيت ، (ب) قدرة التشتيت . ارسم شكلا بيانيا للطول الموجي  $\lambda$  مقابل معامل الانكسار  $n$  استخدم معاملات الانكسار للألوان الأزرق والأصفر والأحمر .

## الفصل الثاني

### الأسطح المستوية والمنشورات

إن لسلوك الشعاع الضوئي عند الانعكاس أو الإنكسار عند سطح مستوى أهمية أساسية في البصريات الهندسية ، وسوف تبين دراسته بعض السمات التي يتحتم أن نأخذ في الاعتبار في الحالة الأصعب وهي حالة السطح المنحني . والأسطح المستوية ما توجد في الطبيعة ، ومن أمثلتها أسطح انشقاق البلورات أو أسطح السوائل . يعمل الأسطح المستوية الاصطناعية في الأجهزة البصرية لأحداث انحرافات أو إزاحات جانبية للأشعة ، وأيضاً لتحليل الضوء إلى ألوانه . وأهم الأجهزة من هذا النوع المنشورات ، ولكن قبل أن نتعرض لهذه الحالة التي تتضمن سطحين مائلين أحدهما إلى الآخر يجب أولاً أن ندرس بشيء من التفصيل ما يحدث عند سطح مستوى واحد .

#### ٢ ١ الحزمة المتوازية

١. الحزمة الصوتية المتوازية تتحرك جميع الأشعة الساقطة على سطح ما في نفس الاتجاه ، ولهذا يمكننا أن نأخذ أي شعاع في هذه الحزمة كممثل لجميع الأشعة الساقطة . وبعد الانعكاس أو الإنكسار على سطح مستوى تظل الحزمة متوازية كما في الشكل ١ - ١ (أ) . وبسبب الإنكسار تغيراً في عرض الحزمة ، وهو ما يمكن أن نراه بسهولة من النسبة  $(\cos \phi) / (\cos \phi')$  ، بينما تحتفظ الحزمة بنفس العرض . هناك أيضاً تشتت لوني في الحزمة المنكسرة ، ولكن هذا لا يوجد في الحزمة المنعكسة .

٢. الانعكاس عند سطح تزداد عنده قيمة  $n$  ، كما في الشكل ٢ - ١ (أ) والانعكاس الخارجى . كذلك فإن هذا الانعكاس كثيراً ما يسمى بالانعكاس من السطح الكثيف لأن القيم النسبية للمعامل  $n$  تناظر بالتقريب ( وليس بالضبط ) القيم العكسية للمواد . أما الشكل ٢ - ١ (ب) فيوضح حالة إنعكاس داخلي

أو إنعكاس من الكثيف إلى المخفف . وفي هذه الحالة الخاصة يكون الشعاع المنكسر ضيقاً لأن  $\phi'$  قريبة من  $90^\circ$  .

## ٢ - ٢ الزاوية الحرجة والإنعكاس الكلي

لقد رأينا سابقاً في الشكل ٢ - ١ (أ) أنه عندما يمر الضوء من وسط كالهواء إلى وسط آخر كالزجاج أو الماء فإن زاوية الإنكسار تكون أقل دائماً من زاوية السقوط . وبينما يحدث نقص في الزاوية لجميع زوايا السقوط ، يوجد مدى من الزوايا المنكسرة لا يمكن أن يوجد فيه ضوء منكسر . ويبين الشكل ٢ - ٢ رسماً تخطيطياً يوضح هذا المبدأ وهو يمثل عدداً من زوايا السقوط ، من  $0$  إلى  $90^\circ$  ، وزوايا الإنكسار المناظرة ، من  $0$  إلى  $\phi_c$  . على الترتيب .

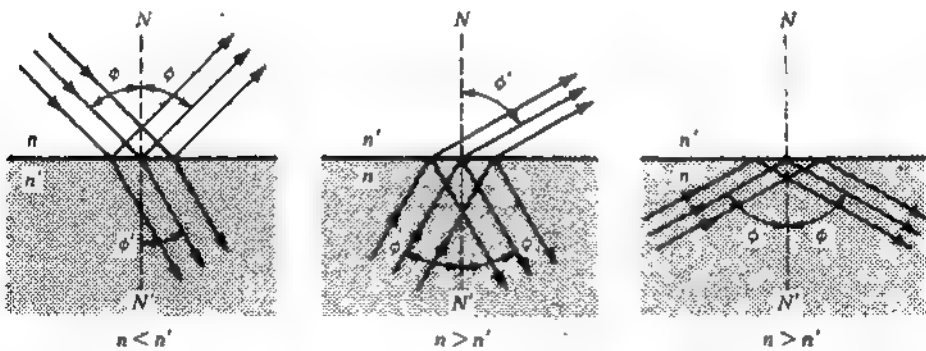
سوف نرى في الحالة الحدية ، عندما تقترب الأشعة الساقطة من زاوية سقوط قدرها  $90^\circ$  مع العمود ، أن الأشعة المنكسرة تقترب من قيمة ثابتة  $\phi_c$  ، لا يوجد بعدها ضوء منكسر . هذه الزاوية المعينة  $\phi_c$  ، التي تقابل زاوية سقوط قدرها  $90^\circ = \phi$  تسمى الزاوية الحرجة . ويمكن الحصول على صيغة لحساب الزاوية الحرجة بوضع  $\phi = 90^\circ$  أو  $\sin \phi = 1$  في قانون سنيل [ المعادلة (١٣ - ١) ] :

$$n \times 1 = n' \sin \phi_c$$

$$\sin \phi_c = \frac{n}{n'}$$

(٢ - ١)

● بحيث يكون



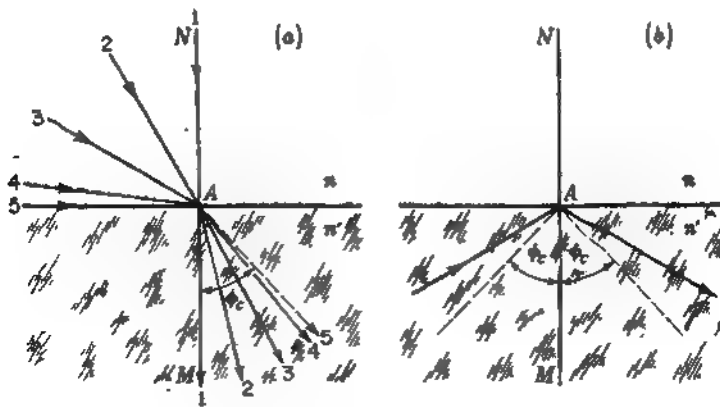
شكل ٢ - ١ : إنعكاس وإنكسار حزمة متوازية : (أ) إنعكاس خارجي ؛ (ب) إنعكاس داخلي عند زاوية أقل من الزاوية الحرجة ؛ (ج) إنعكاس كلي عند زاوية تساوي الزاوية الحرجة أو أكبر منها .

وهي كمية أصغر دائماً من الوحدة . وللزجاج التاجي العادي ، ومعامل انكساره 1.520 المحاط بالهواء ،  $\sin \phi_c = 0.6579$  و  $\phi_c = 41^\circ 8'$

إذا طبقنا مبدأ إنعكاسية الأشعة الضوئية على الشكل ٢ - ٢ (ب) سنجد أن جميع الأشعة الساقطة تقع في مخروط زاوية رأسه  $2\phi_c$  ، بينما تقع الأشعة المنكسرة في مخروط زاوية رأسه  $180^\circ$  . أما إذا زادت زوايا السقوط عن  $\phi_c$  لن يحدث انكسار للضوء بتاتا ، ولكن كل شعاع سيعاني انعكاسا كليا كما هو مبين في الشكل ٢ - ٢ (ج) .

تعريف الزاوية الحرجة لسطح فاصل بين وسطين بصريين بأنها أصغر زاوية سقوط ، في الوسط ذي معامل الانكسار الأكبر ، يتمكس عندها الضوء إنعكاسا كليا

الإنعكاس الكلي هو كلى حقيقة ، بمعنى أنه لا يحدث أى فقدان للطاقة عند الانعكاس . ومع ذلك ، ففى أى جهاز مصمم بحيث يستخدم هذه الخاصية هناك فواقد صغيرة في الطاقة نتيجة للإمتصاص في الوسط وللإنعكاسات التي تحدث عند دخول الضوء في الوسط أو خروجه منه . وأشهر الأجهزة من هذا النوع هي ما يسمى بمنشورات الإنعكاس الكلي ، وهي منشورات زجاجية لكل منها زاويتان قدرهما  $45^\circ$  و زاوية واحدة قدرها  $90^\circ$  . وكما هو موضح في الشكل ١ - ٣ (أ) ، يدخل الضوء عادة عموديا على أحد الوجهين القصيرين حيث يتمكس كليا من الوتر ويخرج عموديا على الوجه القصير الآخر ، وهذا يحرف الأشعة بزاوية قائمة . يمكن أيضاً استخدام مثل هذا



شكل ٢ - ٢ - الإنكسار والإنعكاس الكلي : (أ) الزاوية الحرجة هي الزاوية النهائية للإنكسار ، (ب) الإنعكاس الكلي بعد الزاوية الحرجة .

المنشور بطريقتين أخرتين كما هو مبين في الجزئين (ب) و (ج) من الشكل . ومنشور دوف (ح) يبذل موضعي الشعاعين الضوئيين ، وإذا أدير المنشور حول اتجاه الضوء فإن الشعاعين سوف يدوران أحدهما حول الآخر بضعف السرعة الزاوية للمنشور .

لقد ابتكر عدد كبير آخر من أشكال المنشورات التي تستخدم الانعكاس الكلي لتحقيق أغراض خاصة ، ويوضح الشكل ٢ - ٣ (د) و (هـ) اثنين شائعين منها . فـ منشور السقف يحقق نفس الغرض الذي يحققه منشور الانعكاس الكلي (أ) باستثناء أنه يدخل قلباً للصورة زيادة على ذلك . أما المرآة الثلاثية (هـ) فإنها تضع بقطع ركن من مكعب بمستوى يصنع زوايا متساوية مع الوجوه المتقاطعة في هذا الركن\* . ولهذا المنشور خاصية مفيدة وهي أن أى شعاع ساقط عليه سوف يعود ، بعد انعكاسه داخلياً على كل من الوجوه الثلاثة ، في الاتجاه المضاد موازياً لإتجاهه الأصلي .

يستخدم « مكعب » ليومر - برودهان المبين في الجزء (و) من الشكل في القياس الضوئي ( الفوتومترية ) لمقارنة استضاءة سطحين ، يرى أحدهما بالأشعة (2) المارة مباشرة خلال المنطقة المركزية حيث يتلامس المنشوران ، ويرى الآخر بالأشعة (1) المنعكسة كلياً في المساحة المحيطة بهذه المنطقة .

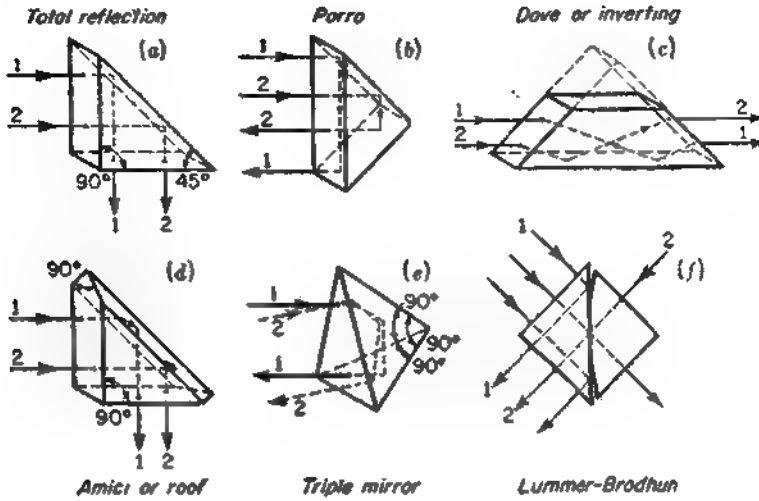
وحيث إن زوايا السقوط في الأمثلة الموضحة يمكن أن تصل في صغرها إلى  $45^\circ$  ، من الأساسي أن تزيد هذه الزاوية عن الزاوية الحرجة لكي يكون الانعكاس كلياً . وبفرض أن الوسط الثاني هو الهواء ( $n' = 1$ ) فإن هذا الشرط يضع حداً أدنى لقيمة معامل انكسار المنشور  $n$  ومن المعادلة (٢ - ١) يجب أن يكون :

$$\frac{n'}{n} = \frac{1}{n} \geq \sin 45^\circ$$

بحيث إن  $\sqrt{2} = 1.414$   $n \geq$  هذا الشرط يتحقق دائماً للزجاج ، بل أنه يتحقق أيضاً للسواد البصرية ذات معاملات الانكسار الصغيرة مثل اللوسايت ( $n = 1.49$ ) والكوارتز المنصهر ( $n = 1.46$ ) .

\* رضع صف طوله 46cm مكون من 100 منشور من هذا النوع على سطح القمر الذي يبعد مسافة قدرها  $3.84 \times 10^8$  m عن الأرض . . ويستخدم هذا الوجه الرجعي ، الذي وضع أثناء رحلة أبولو 11 إلى القمر ، لإعادة ضوء شعاع من الليزر إلى نقطة قريبة من المصدر على سطح الأرض . ويمكن استخدام مثل هذا الشاخص لقياس بعد القمر عن الأرض في أوقات مختلفة وبدقة كبيرة . انظر J E Folier and E. J. Wampler, The Lunar

Reflector, Sci Am, March 1970, p 38 وللمزيد من التفاصيل انظر القسم ٣٠ - ١٣



شكل ٢ - ٣ : منشورات عاكسة تستخدم مبدأ الانعكاس الكلي

ينبنى مبدأ عمل أكثر مقاييس إنكسار الأشعة ( أجهزة لتحديد معامل الإنكسار ) دقة من قياس الزاوية الحرجة  $\phi$ . وفي كل من مقياس بولفريتش وآي تسقط حزمة متجمعة على السطح الفاصل بين العينة المراد قياس إنكسارها  $n$  ومنشور معامل إنكساره  $n'$  معلوم . والآن إذا كان  $n'$  أكبر من  $n$  ، يكون من الضروري تبديل هاتان الكميتين في المعادلة ( ١ - ٢ ) . ولقياس معامل الإنكسار توجه الحزمة بحيث تناس بعض أشعتها بالكاد مع السطح ( شكل ٢ - ٤ ) ، وعندئذ سوف نلاحظ في الضوء النافذ حداً واضحاً حاداً بين الإضاءة والأظلام ، ولقياس الزاوية التي يلاحظ عندها هذا الحد يمكن حساب قيمة  $\phi$  وبالتالي قيمة  $n$  . وإذا أريد الحصول على نتائج عالية الدقة يجب مراعاة بعض الاحتياطات الهامة<sup>\*</sup>

\* يمكن الرجوع إلى وصف قيم هذه الطريقة ولطرق أخرى لتحديد معاملات الإنكسار في

## ٢ - ٣ اللوح ذو الأسطح المستوية المتوازية

عندما يعبر شعاع ضوئي واحد لوحا زجاجيا ذو أسطح مستوية ومتوازية فإنه سوف يخرج موازيا لاتجاهه الأصلي ولكن بإزاحة جانبية  $d$  تزداد بزيادة زاوية السقوط . وباستخدام الرموز الموضحة في الشكل ٢ - ٥ يمكننا تطبيق قانون الانعكاس وبعض المبادئ البسيطة في حساب المثلثات لإيجاد الإزاحة  $d$  . فإذا بدأنا بالمثلث ABE يمكننا أن نكتب :

$$d = l \sin (\phi - \phi') \quad ( ٢ - ٢ )$$

التي يمكن كتابتها ، باستخدام العلاقة المثلثية الخاصة بحجب الفرق بين زاويتين ، في الصورة :

$$d = l (\sin \phi \cos \phi' - \sin \phi' \cos \phi) \quad ( ٣ - ٢ )$$

ومن المثلث ABC يمكننا أن نكتب :

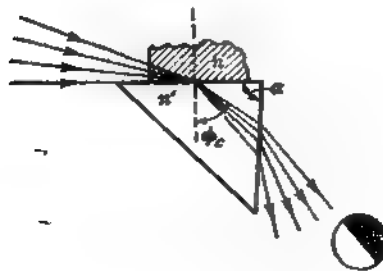
$$l = \frac{t}{\cos \phi'}$$

وبالتعويض من هذه المعادلة في المعادلة ( ٣ - ٢ ) نحصل على :

$$d = t \left( \frac{\sin \phi \cos \phi'}{\cos \phi'} - \frac{\sin \phi' \cos \phi}{\cos \phi'} \right) \quad ( ٤ - ٢ )$$

بتطبيق قانون سنيل [ المعادلة ( ١ - ١٣ ) ] نحصل على :

$$\sin \phi' = \frac{n}{n'} \sin \phi$$



شكل ٢ - ٤ : الإنكسار بواسطة المنشور في مقياس إنكسار الأشعة لولفريش Pulfrich

التي تعطينا بعد التعويض في المعادلة ( ٢ - ٤ ) :

$$( ٢ - ٥ ) \quad d = t \left( \sin \phi - \frac{\cos \phi}{\cos \phi'} \frac{n}{n'} \sin \phi \right)$$

$$d = t \sin \phi \left( 1 - \frac{n}{n'} \frac{\cos \phi}{\cos \phi'} \right)$$

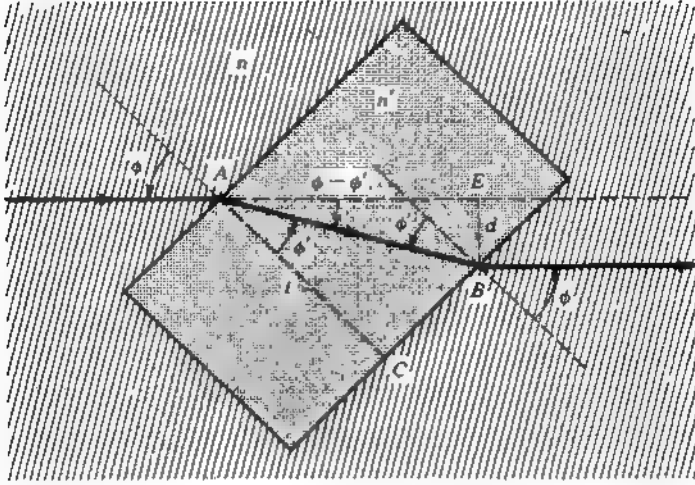
من هذا نرى أن  $d$  تتناسب تقريباً مع  $\phi$  ابتداءً من  $0^\circ$  وإلى زوايا كبيرة للغاية . هذا لأنه عندما تصبح النسبة بين جيبى القمام أصغر كثيراً من 1 ، وهو يسبب زيادة العامل الأيمن ، فإن عامل الجيب يقل عن الزاوية ذاتها بنفس النسبة تقريباً

## ٢ - ٤ الإنكسار بواسطة منشور

في أى منشور يميل السطحان أحدهما على الآخر بزاوية معينة « بحيث لا ( يلاشى ) الانحراف الذى يسببه السطح الأول بالسطح الثانى ، بل إن السطح الثانى يسبب زيادة الانحراف . كذلك فإن التشتت اللوني ( انظر القسم ١ - ١٠ ) يزداد في هذه الحالة ، وهذه هى الوظيفة الأساسية للمنشور عادة . ومع ذلك فإننا سنتناول أولاً البصريات الهندسية للمنشور في حالة الضوء ذى اللون الواحد ، أى الضوء وحيد اللون ، كذلك الذى ينتج من قوس الصوديوم .

الشعاع السميك في الشكل ٢ - ٦ يوضح مسار شعاع ضوئى ساقط على السطح الأول بزاوية قدرها  $\phi$  .

\* يستخدم هذا المبدأ في معظم أجهزة عرض الصور المتحركة المنزلية الشائع استعمالها في الوقت الحاضر بدلاً من تشغيل وإيقاف الفيلم بطريقة مقطعة كما يحدث في أجهزة الإسقاط العادية ، فإن الفيلم يتحرك باستمرار وسلاسة خلال فتحة جهاز العرض . وبواسطة منشور صغير ذو ثنائي وجوه ، موجود خلف الفيلم مباشرة ، تنتج صورة ثابتة لكل نقطة على مسار العرض . انظر المسألة ٢ - ٢ في نهاية هذا الفصل .



شكل ٢ - ٥ : الإنكسار بواسطة لوح ذو أسطح مسوية متوازية .

وإنكسار هذا الشعاع عند السطح الثانى يتبع قانون سنيل كأنكساره عند السطح الأول تماماً ، لذلك يمكننا بدلالة الزوايا الموضحة أن نكتب :

$$( ٦ - ٢ ) \quad \frac{\sin \phi_1}{\sin \phi'_1} = \frac{n'}{n} = \frac{\sin \phi_2}{\sin \phi'_2}$$

واضح من الرسم أن الانحراف الناتج من السطح الأول  $\phi_1 - \phi'_1 = \beta$  وأن الانحراف الذى يسببه السطح الثانى هو  $\phi_2 - \phi'_2 = \gamma$  . لذلك فإن زاوية الإنحراف الكلية ، وهى الزاوية المحصورة بين اتجاهى الشعاعين الساقط وال خارج ، تعطى بالعلاقة :

$$( ٧ - ٢ ) \quad \delta = \beta + \gamma$$

وحيث إن  $NN'$  و  $MN'$  عمودان على سطحى المنشور ، فإن الزاوية الموجودة عند  $N'$  تساوى أيضاً  $\alpha$  . لذلك فإننا نحصل باستخدام المثلث  $ABN'$  والزاوية الخارجة  $\alpha$  على العلاقة :

$$( ٨ - ٢ ) \quad \alpha = \phi'_1 + \phi_2$$

وعليه ، باستخدام المعادلتين السابقتين نحصل على :

$$\delta = \beta + \gamma = \phi_1 - \phi'_1 + \phi_2 - \phi'_2 = \phi_1 + \phi_2 - (\phi'_1 + \phi'_2) \quad \text{أو} \\ (٩ - ٢) \quad \delta = \phi_1 + \phi_2 - \alpha$$

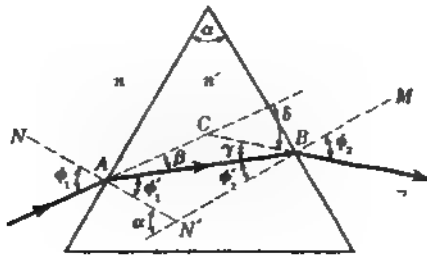
## ٢ - ٥ النهاية الصغرى للانحراف ( أو الانحراف الأدنى )

عند حساب زاوية الانحراف الكلية لأى منشور باستخدام المعادلات السابقة وجد أنها تتغير تغيراً كبيراً مع زاوية السقوط ؛ كما وجد أن الزوايا المحسوبة بهذه الطريقة تتفق إمعاناً جيداً مع القياسات التجريبية . وإذا أدير المنشور أثناء إنكسار الشعاع باستمرار في اتجاه واحد حول محور ( المحور A في الشكل ٢ - ٦ ) مواز للوجه الكاسر فسوف نلاحظ أن زاوية الانحراف  $\delta$  تتناقص باستمرار لتصل إلى نهاية صغرى ثم تزداد مرة ثانية ، وهذا موضح في الشكل ٢ - ٧ .

تحدث أصغر زاوية انحراف ، وتسمى زاوية الانحراف الأدنى ، عند زاوية سقوط معينة ، وفي هذه الحالة يصنع الشعاع المنكسر داخل المنشور زاويتين متساويتين مع جهتي المنشور ( انظر الشكل ٢ - ٨ ) . في هذه الحالة الخاصة :

$$(١٠ - ٢) \quad \phi_1 = \phi_2 \quad \phi'_1 = \phi'_2 \quad \beta = \gamma$$

لإثبات أن هاتين الزاويتين متساويتان ، افترض أن  $\phi_1$  لا تساوى  $\phi_2$  عند حدوث الانحراف الأدنى . طبقاً لمبدأ انعكاسية الأشعة الضوئية ( انظر القسم ١ - ٨ ) ، نجد أن  $\phi_1$  و  $\phi_2$  زاويتين سقوط مختلفتين يتم عندهما الانحراف الأدنى . وحيث إن المشاهد عملياً هو أن الانحراف الأدنى يحدث عند زاوية سقوط واحدة ، فمن الضروري أن يكون هناك مثل ، وهذا يعنى أن المتساويات السابقة صحيحة .



في المثلث ABC بالشكل ٢ - ٨ ، الزاوية الخارجية  $\delta_m$  تساوى مجموع الزاويتين الداخليتين  $\beta + \gamma$  . بالمثل ، في المثلث  $ABN'$  الزاوية الخارجية  $\alpha$  تساوى المجموع  $\phi'_1 + \phi_1$  وعليه :

$$\alpha = 2\phi'_1 \quad \delta_m = 2\beta \quad \phi_1 = \phi'_1 + \beta$$

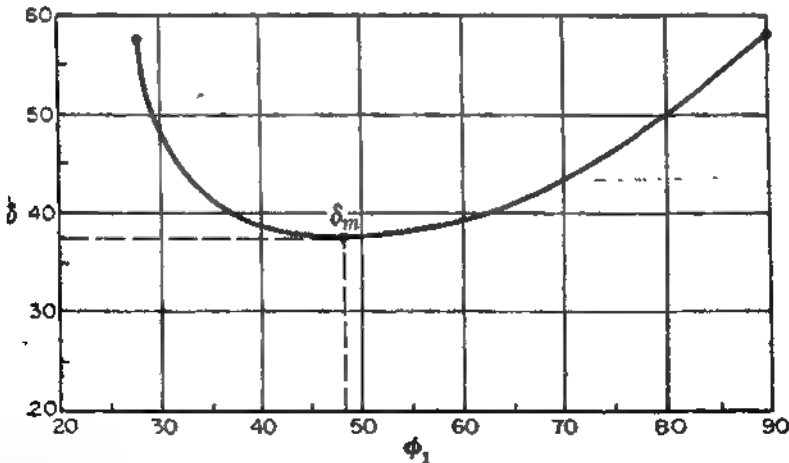
بحل هذه المعادلات الثلاثة بالنسبة إلى  $\phi_1$  و  $\phi'_1$  نجد أن :

$$\phi'_1 = \frac{1}{2}\alpha \quad \phi_1 = \frac{1}{2}(\alpha + \delta_m)$$

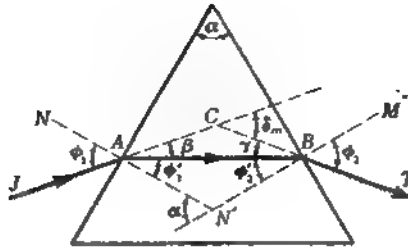
وحيث إن  $n'/n = (\sin \phi_1)/(\sin \phi'_1)$  طبقاً لقانون سنيل ، إذن :

$$(٢ - ١١) \quad \frac{n'}{n} = \frac{\sin \frac{1}{2}(\alpha + \delta_m)}{\sin \frac{1}{2}\alpha}$$

نجرى أدق القياسات لمعامل الإنكسار بوضع عينة على هيئة منشور على منضدة اسبكترومتر ( مقياس الطيف ) وقياس الزاويتين  $\delta_m$  ،  $\alpha$  ، على أن تقاس  $\delta_m$  لكل لون يراد قياس معامل إنكسار المادة بالنسبة إليه . وعند استخدام المنشور في مطياف ( اسبكتروسكوب ) أو مرسمة الطيف ( اسبكتروجراف ) يوضع هذا المنشور أقرب ما يمكن من وضع الانحراف الأدنى ، أما إذا وضع في غير ذلك الوضع فإن أى تفرق أو تجمع طفيف للضوء الساقط سوف يسبب لا نقطية ( لا استجمية ) في الصورة .



شكل ٢ - ٧ . رسم يأتى للانحراف الناتج بواسطة منشور زجاجى زاويته  $60^\circ$  ومعامل انكساره  $n' = 1.50$  عند الانحراف الأدنى  $\delta_m = 37.2^\circ$  ،  $\phi_1 = 48.6^\circ$  ، and  $\phi'_1 = 30.0^\circ$



شكل ٢ - ٨ : هدسة شعاع ضوئي يمر خلال منشور في وضع الانحراف الأدنى

## ٢ - ٦ المنشورات الرقيقة

معادلات المنشور تصبح أبسط جدا عندما تكون الزاوية الكاسرة صغيرة صفرا كافياً حيث يمكننا أن نضع جيب هذه الزاوية وجيب زاوية الانحراف  $\delta$  مساويتين لهاتين الراويتين . وحتى إذا كانت زاوية معينة تساوى  $0.1$  rad أو  $5.7^\circ$  فإن الفرق بين الزاوية جيبها يكون أقل من  $0.2$  في المائة . ومن ثم ، ففي حالة المنشورات التي تساوى زواياها الكاسرة عددا قليلا من الدرجات يمكننا تبسيط المعادلة ( ٢ - ١١ ) بكتابة :

$$\frac{n'}{n} = \frac{\sin \frac{1}{2}(\delta_m + \alpha)}{\sin \frac{1}{2}\alpha} = \frac{\delta_m + \alpha}{\alpha}$$

$$\delta = (n' - 1)\alpha \quad \bullet \text{ و :} \quad ( ٢ - ١٣ )$$

للمنشور الرقيق في الهواء

حيث حذف الرمز السفلي للزاوية  $\delta$  لأن مثل هذه المنشورات تستخدم دائماً في وضع الانحراف الأدنى أو بالقرب منه ، كما أسقط المعامل  $n$  لأننا سنفترض أن الوسط المحيط هو الهواء ، أي أننا وضعنا  $n = 1$  .

من المعتاد قياس قوة المنشور بانحراف الشعاع مقدرا بالسنتيمترات على بعد قدره  $1m$  ، وفي هذه الحالة يطلق على وحدة القوة اسم الديوبتر المنشوري (D) . وهكذا فإن منشورا قوته ديوبترا منشوريا واحدا يزيح الشعاع على ستار يبعد  $1m$  مسافة :

1 cm ، ويلاحظ في الشكل ٢ - ٩ (أ) أن الانحراف على التنتار هو  $x$  ، وهو يساوى عددياً قوة المنشور . وسوف نرى في الحالات التي تكون فيها زاوية الانحراف  $\delta$  صغيرة أن القوة بالديوبترات المنشورية هي أساساً زاوية الانحراف  $\delta$  مقاسة بوحدة قدرها 0.01 rad أو  $0.573^\circ$  .

يمكننا أن نرى من الجدول ١ - ١ أن  $n_D = 1.67050$  للزجاج الطراني (زجاج الفلنت)، وعليه فإن المعادلة (٢ - ١٢) تبين أن الزاوية الكاسرة للمنشور قوته ID يجب أن تكون :

$$\alpha = \frac{0.57300}{0.67050} = 0.85459^\circ$$

## ٢ - ٧ مجموعات المنشورات الرقيقة

لقياس التكيف ثنائى العينية يستخدم أطباء العيون مجموعة من منشورين رقيقين متساويى القوة يمكن إدارتها في اتجاهين متضادين في مستواهما الخاص [ شكل ٢ - ٩ (ب) ] . هذا الجهاز ، ويعرف باسم منشور ريسلى أو منشور هيرشيل ، يكافئ منشورا واحدا متغير القوة . فعندما يكون المنشوران متوازيين تكون القوة ضعف قوة أى منهما ؛ أما عندما يكونان متعاكسين فإن القوة تكون صفرا . ولمعرفة كيف تعتمد القوة واتجاه الانحراف على الزاوية بين المركبتين تستخدم حقيقة أن الانحرافات تجمع جمعا اتجاهيا . وهكذا يمكننا بالرجوع إلى الشكل ٢ - ٩ (ج) ، وبأستخدام قانون جيب التمام ، أن نرى أن الانحراف المحصل  $\delta$  في الصورة العامة هو :

$$(٢ - ١٣) \quad \delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + 2\delta_1\delta_2 \cos \beta}$$

حيث  $\beta$  هي الزاوية بين المنشورين . ولإيجاد الزاوية  $\gamma$  بين الانحراف المحصل والانحراف الناتج من المنشور 1 وحدة ( أو الزاوية بين المنشور 1 المكافئ 1 والمنشور 1 ) نستخدم العلاقة :

$$(٢ - ١٤) \quad \tan \gamma = \frac{\delta_2 \sin \beta}{\delta_1 + \delta_2 \cos \beta}$$

وحيث أن  $\delta_2 = \delta_1$  دائماً تقريبا ، يمكننا أن نسمى الانحراف الناتج من أى من المركبتين  $\delta_1$  ، ومن ثم تبسيط المعادلتين السابقتين إلى :

$$(٢ - ١٥) \quad \delta = \sqrt{2\delta_1^2(1 + \cos \beta)} = \sqrt{4\delta_1^2 \cos^2 \frac{\beta}{2}} = 2\delta_1 \cos \frac{\beta}{2}$$

$$\tan \gamma = \frac{\sin \beta}{1 + \cos \beta} = \tan \frac{\beta}{2}$$

(١٦-٢)

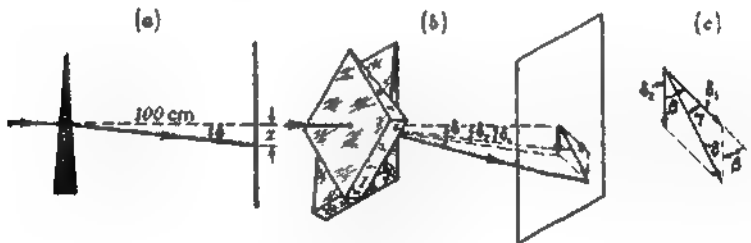
$$\gamma = \frac{\beta}{2}$$

: ٤٠٠

## ٢ ٨ الطريقة البيانية لرسم الأشعة

يفضل عادة في عملية تصميم الأجهزة البصرية أن تكون لدينا القدرة على رسم الأشعة خلال الجهاز بسرعة ، والمبادئ المعطاة أدناه يمكن أن تكون ذات فائدة عظيمة . حالة الأجهزة البصرية ذات المنشورات . اعتبر أولاً منشوراً زاويته الكاسرة  $60^\circ$  ، معامل إنكساره  $n = 1.50$  محاطاً بالهواء ومعامل إنكساره  $n = 1.00$  . بعد رسم المنشور ، نحاس رسم مناسب ، كما في الشكل ٢ - ١٠ ، نختار زاوية السقوط  $\phi$  ، وبدأ الإنشاء كما في الشكل ١ - ٧ .

يرسم الخط OR موازياً للخط JA ، وبأخذ النقطة O كمركز يُرسم قوسان دائريان مناسب نصف قطريهما مع  $n$  و  $n'$  . بعدئذ يرسم الخط RP موازياً للخط  $NN'$  ، ويرسم  $AB$  معطياً اتجاه الشعاع المنكسر . نستمر في الإنشاء برسم خط من النقطة P في اتجاه مواز للخط  $MN'$  ليقطع قوس  $n$  في Q . وعندئذ يمتد الخط OQ الاتجاه الصحيح الشعاع المنكسر النهائي BT . ويلاحظ من المخطط الإنشائي الأسر أن الزاوية RPQ تساوي زاوية المنشور  $\alpha$  ، وإن الزاوية POQ تساوي زاوية الانحراف الكلية .



شكل ٢ - ٩ : المنشورات الرقيقة : (أ) الإزاحة x بالستيمترات على بعد 1m تعطي قوة المنشور بالدبورات ؛ (ب) منشور يرسل محور القوة ، (ج) الجمع الإتجاهي لانحراف المنشورين .

## ٢ ٩ منشورات الرؤية المستقيمة

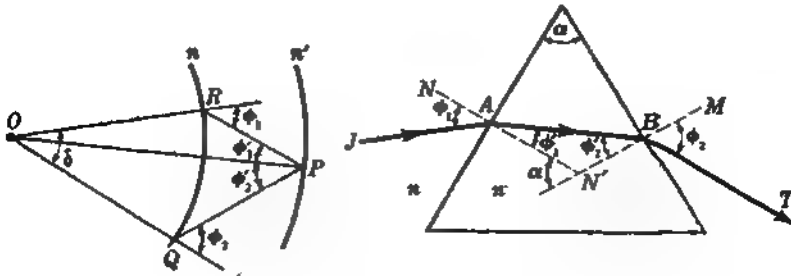
كإصحاح للطريقة التخطيطية لرسم الأشعة خلال عدد من المنشورات ، اعتبر تصميم

جهاز بصرى هام يعرف باسم منشور الرؤية المستقيمة . الوظيفة الأساسية لمثل هذا الجهاز هي إنتاج طيف مرئى يخرج شعاعه المركزى من المنشور موازيا للصوء الساقط . ويتكون أبسط نوع من مثل هذه المجموعة عادة من منشور من الزجاج التاجى معامل إنكساره  $n$  وزاويته  $\alpha$  فى وضع معاكس لمنشور من الزجاج الطرانى ( فلنت ) معامل إنكساره  $n'$  وزاويته  $\alpha'$  كما هو مبين فى الشكل ٢ - ١١ .

وهنا يمثل  $n$  و  $n'$  معاملى إنكسار المنشورين بالنسبة للون المركزى فى الطيف ، أى للخطين الأصفرين D للصدوديوم على وجه التحديد . لنفرض أننا قد اخترنا الزاوية  $\alpha$  وهى الزاوية الكاسرة للمنشور الطرانى ، وإننا نريد إيجاد زاوية المنشور التاجى  $\alpha'$  التى تحقق خروج الشعاع الضوئى عمودياً على السطح الأخير . لهذا يجرى الإنشاء التخطيلى على الوجه التالى .

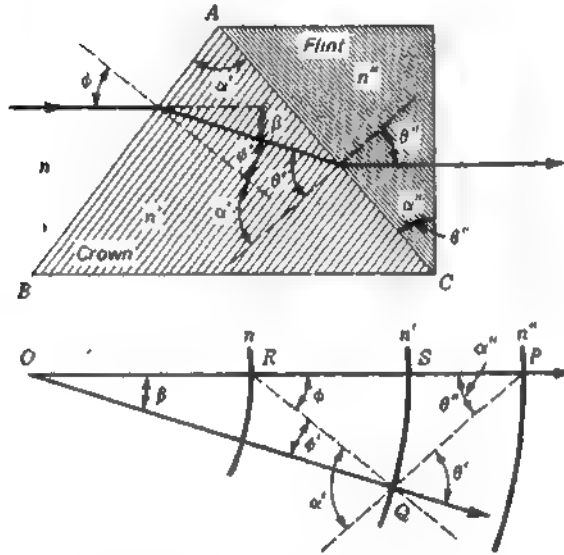
يرسم المنشور الطرانى أولاً بحيث يكون وجهه الثانى عموديا . بعدئذ يرسم الخط الأفقى OP ، وتؤخذ النقطة O ويرسم منها ثلاث أقواس تتناسب أنصاف أقطارها مع  $n, n', n''$  . ثم يرسم من نقطة التقاطع P خط عمودى على AC ليقطع قوس  $n'$  فى النقطة Q . بعد ذلك يرسم الخط RQ ثم جانب المنشور التاجى AB عموديا عليه . ومن الواضح هنا أن جميع الاتجاهات والزوايا معلومة .

وهكذا فإن OR هو اتجاه الشعاع الساقط و OQ هو اتجاه الشعاع المنكسر داخل المنشور التاجى و OP اتجاه الشعاع المنكسر داخل المنشور الطرانى و OP ، فى النهاية ، هو اتجاه الشعاع الخارج فى الجانب الأيمن . بذلك تكون زاوية المنشور التاجى  $\alpha'$  هى الزاوية المكملة للزاوية RQP .

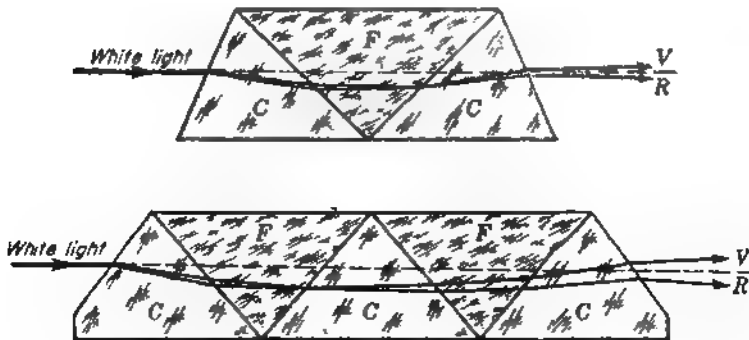


شكل ٢ - ١٠ : طريقة بيانية لرسم الأشعة خلال منشور .

وإذا أريد تعيين الزوايا بدرجة أعلى من الدقة فإن المخطط البياني سيكون مفيداً في تتبع العلاقات المنثنية . وإذا أريد تشتيت الضوء الأبيض باستخدام مجموعة المنشورات يمكن استخدام معاملات الانكسار  $n'$  و  $n''$  للضوء الأحمر والبنفسجي وتنفيذ المخططات الإشائية عندئذ من اليسار إلى اليمين كما في الشكل ١١ - ٢ (ب) ، غير أن هذه الأشعة لن تخرج في هذه الحالة عمودية على الوجه الآخر للمنشور .



شكل ١١ - ٢ : تطبيق الطريقة البانية لرسم الأشعة على تصميم منشور الرؤية المستقيمة .



شكل ١٢ - ٢ منشور رؤية مستقيمة لإنتاج طيف يخرج شعاعه المركزي في اتجاه الضوء الأبيض الساقط

من السهولة بمكان تطبيق المبادئ التي ناقشناها بإيجاز في هذا الجزء على مجموعات أخرى من المنشورات كالموضحة في الشكل ٢ - ١٢ . ومن الجدير بالملاحظة أن منشور الرؤية المستقيمة الموضح في الجزء العلوي من الشكل ٢ - ١٢ هو أساساً منشوران من النوع المين في الشكل ٢ - ١١ وموضوعين ظهرا لظهر .

## ٢ - ١٠ انعكاس الأشعة المتفرقة

عندما تنعكس حزمة ضوئية متفرقة على سطح مستوى فإنها تظل متفرقة . فجميع الأشعة الصادرة من نقطة ما  $Q$  ( شكل ٢ - ١٣ ) تظهر بعد الانعكاس كما لو كانت صادرة من نقطة أخرى  $Q'$  في وضع متماثل مع الأولى خلف المرآة . وبرهان ذلك ينتج مباشرة من تطبيق قانون الانعكاس [ المعادلة ( ١ - ١٠ ) ] الذي يؤكد أن جميع الزوايا ذات الرمز  $\phi$  في الشكل يجب أن تكون متساوية . وبناء على هذه الشروط يجب أن تكون المسافتان  $QA$  و  $AQ'$  على طول الخط  $QAQ'$  المرسوم عموديا على السطح متساويتين ، أى أن :

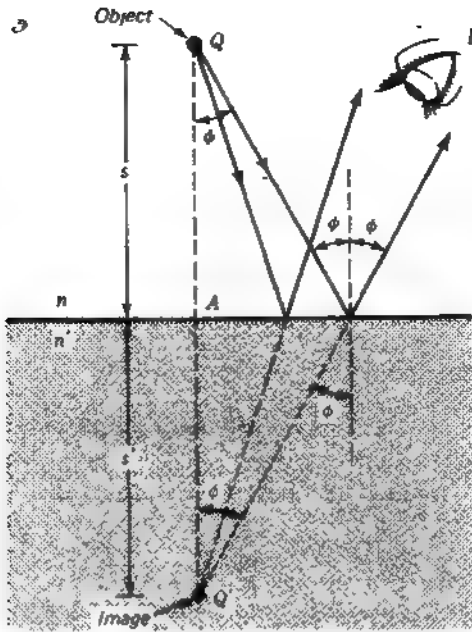
$$s = s'$$

بعد الصورة = بعد الجسم

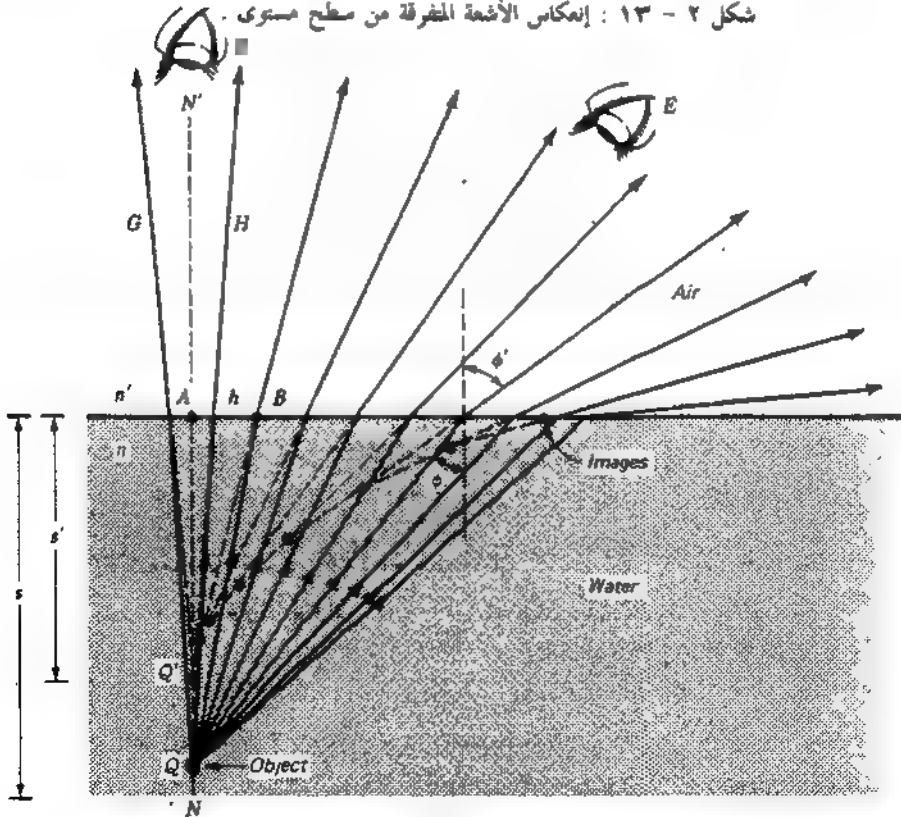
في هذه الحالة يقال أن النقطة  $Q'$  صورة تقديرية للنقطة  $Q$  وذلك لأنه عندما تستقبل العين الأشعة المنعكسة فإنها تبدو كما لو كانت آتية من مصدر في  $Q'$  . ولكنها في الواقع لا تمر بالنقطة  $Q'$  كما في حالة ما إذا كانت هذه النقطة صورة حقيقية . وللحصول على صورة حقيقية يتطلب الأمر استخدام سطح آخر غير السطح المستوي .

## ٢ - ١١ إنكسار الأشعة المتفرقة

إذا دفن جسم في قطعة من الزجاج أو البلاستيك الصافي أو غمر في سائل شفاف كالماء فإن الصورة تبدو أقرب إلى السطح . وقد رسم الشكل ٢ - ١٤ بمقياس رسم دقيق ، وهو يمثل جسما  $Q$  موضوعا في ماء معامل إنكساره 1.3330 وعلى عمق قدره  $s$  تحت السطح . الأشعة المتفرقة المنبعثة من هذا الجسم تصل إلى السطح بالزوايا  $\phi$  حيث تنكسر بزوايا أكبر  $\phi'$  ، وبذلك يزداد تفرقها كما هو مبين . بمد هذه الأشعة الخارجة على استقامتها إلى الخلف يمكننا تحديد موضع تقاطع كل زوج منها . وهذه النقط هي الصور النقطية أو الصور التقديرية . وعندما يغير المشاهد موضعه تتحرك الصورة التقديرية مقتربة من السطح وعلى المنحنى المكون من الصور المتتابعة .



شكل ٢ - ١٣ : إنعكاس الأشعة المنقرفة من سطح مستوي .



شكل ٢ - ١٤ : مواضع صور جسم موجود تحت الماء كما يراها مشاهد من أعلى :  $n > n'$  .

وإذا وجد الجسم في وسط أقل كثافة ضوئية وكان يشاهد من وسط ذي معام  
إنكسار أكبر فإننا سوف نحصل على منظر يختلف اختلافا كليا ( انظر الشكل ٢ - ١٥ )  
١٥ . هذا الشكل يمثل جسما في الهواء يشاهده شخص يسبح تحت الماء أو سمكة  
موجودة في الماء . عند سقوط الأشعة المتفرقة المنبعثة من الجسم على السطح فإنها سوف  
تتكسر طبقا لقانون سنيل . وبمد الأشعة المنكسرة على استقامتها إلى الخلف إلى أن تتقاطع  
تتحدد مواضع الصور التقديرية . لاحظ كيف يزداد بعد صورة الصور عن السطح  
بزيادة الزاويتين  $\phi$  و  $\phi'$

## ٢ - ١٢ الصور المكونة بالأشعة المحورية

يمثل بعد الجسم  $s$  وبعد الصورة  $s'$  للأشعة التي تصنع زاوية سقوط  $\phi$  وزاوية  
إنكسار  $\phi'$  صغيرتين أهمية خاصة للكثير من المشاهدين .

الأشعة التي تكون زواياها صغيرة للدرجة تسمح بأن تكون جيوب غامها مساوية للوحدة وجيوبها  
وظلالها مساوية للزوايا نفسها تسمى الأشعة المحورية ( أو الموازية للمحور )

اعتبر المثلثين القائمتين  $QAB$  و  $Q'A'B'$  في الشكل ٢ - ١٤ والذين أعيد رسمهما في  
الشكل ٢ - ١٦ . حيث أن هناك ضلعا مشتركا  $AB = h$  ، يمكننا أن نكتب :

$$h = s \tan \phi = s' \tan \phi'$$

ومنه نجد أن :

$$( ٢ - ١٧ ) \quad s' = s \frac{\tan \phi}{\tan \phi'} = s \frac{\sin \phi \cos \phi'}{\cos \phi \sin \phi'}$$

بتطبيق قانون سنيل :

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = \frac{n'}{n}$$

نحصل عند التعويض في المعادلة ( ٢ - ١٧ ) على :

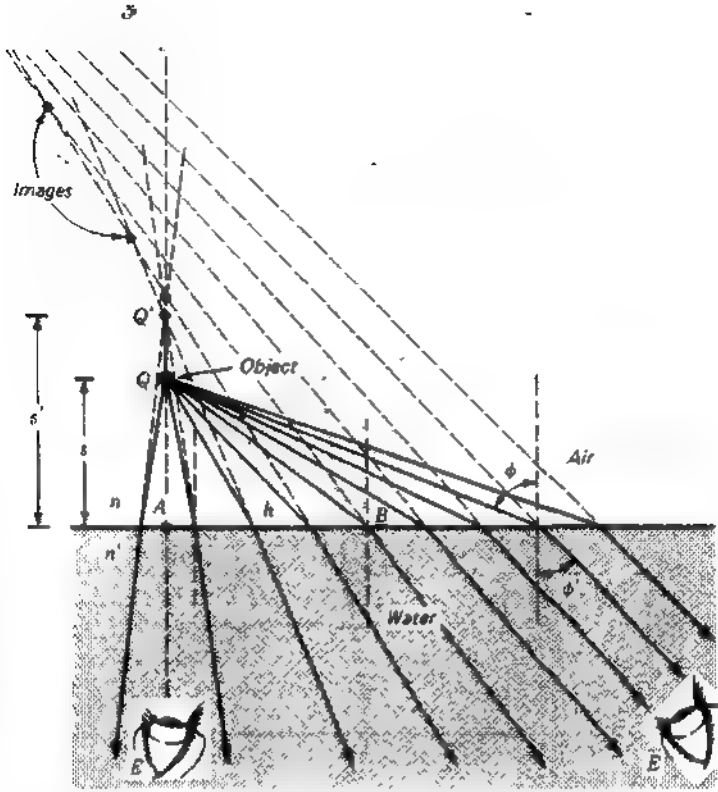
$$( ٢ - ١٨ ) \quad s' = s \frac{n' \cos \phi'}{n \cos \phi}$$

في حالة الأشعة المحورية ، كالأشعة الميمنة في الشكل ، تكون الزاويتان  $\phi$  و  $\phi'$   
صغيرتين جدا ؛ لهذا فإن المعادلة ( ٢ - ١٧ ) يمكن أن تكتب في الصورة :

$$( ٢ - ١٩ ) \quad \frac{s'}{s} = \frac{\phi}{\phi'} \quad \text{أو} \quad s' = s \frac{\phi}{\phi'}$$

كما يمكن كتابة المعادلة ( ٢ - ١٨ ) في الصورة :

$$( ٢ - ٢٠ ) \quad \frac{\phi}{\phi'} = \frac{n'}{n}$$



شكل ٢ - ١٥ : مواضع صور جسم موجود في الهواء كما يراها مشاهد تحت الماء :  $n < n'$  .

المعادلتان ( ٢ - ١٩ ) و ( ٢ - ٢٠ ) سويا تعطيان العلاقة البسيطة التالية :

$$\frac{s'}{s} = \frac{n'}{n} \quad ( ٢ - ٢١ )$$

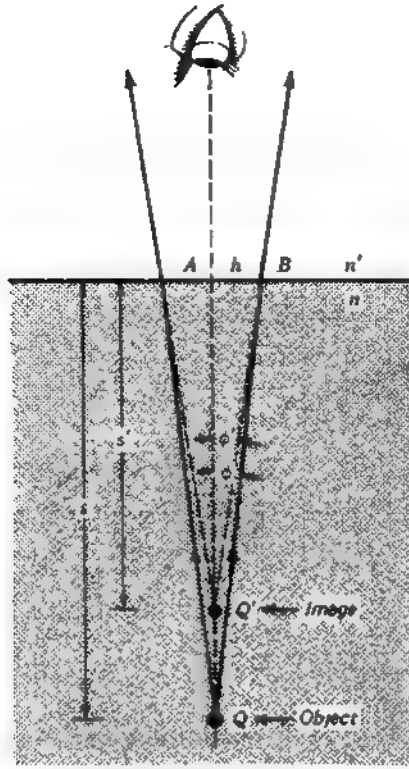
للأشعة المحورية

هذا يعني أن :

النسبة بين بعد الجسم وبعد الصورة في حالة الأشعة المحورية تساوي النسبة بين معامل الانكسار

### ٢ - ١٣ بصريات الألياف

عند سقوط الضوء من وسط أكبر كثافة بصرية إلى وسط أقل كثافة بصرية بزاوية  $\phi$  أكبر من الزاوية الحرجة  $\phi_c$  فإنه ينعكس انعكاساً كلياً على السطح الفاصل بين الوسطين [ انظر الشكل ٢ - ٢ (ب) ] . باستخدام هذه الحقيقة أثبت الفيزيائي



شكل ٢ - ١٦ : الأشعة المخروانية لجسم في الماء يشاهد من الهواء من أعلى .

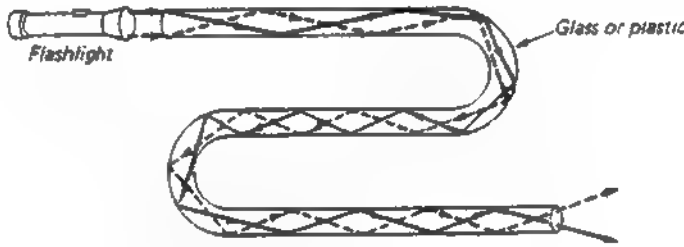
البريطاني جون تيندال أنه إذا أضىء صهرنج مملوء بالماء من فتحة في جانبه فإن الأشعة الضوئية تتبع تيار الماء الخارج من فتحة قرب القاع . هذه الظاهرة تشاهد اليوم كثيرا في النافورات المضاءة بمصابيح تحت الماء ، ويوضح الشكل ٢ - ١٧ انتقال الضوء من مشعل كهربائي ( بطارية ) خلال قضيب من الزجاج أو البلاستيك .

تمثل حزم القضبان الرقيقة أو ألياف الزجاج أو البلاستيك الصافي أساس واحدة من أضخم الصاعات هي صناعة بصريات الألياف . وثبت الاختبارات التي أجريت على ألياف مختلفة يزيد طولها عن 50 m أنه ليس هناك فواقد أساسية نتيجة للإنعكاس على الجوانب ، ولكن اضمحلال الشعاع الساقط بأكمله يعزى إلى الإنعكاس من الوجهين والإمتصاص من المادة الليفة .

يمكن استخدام رصة مرتبة أو حزمة من الألياف الدقيقة الشفافة لنقل الصور الضوئية عبر الأركان وإلى مسافات كبيرة . وكثير ما تستعمل حزمة مكونة من مئات بل ومن

آلاف الألياف لتتبع مسير ذا انحناءات كثيرة في نقط بعيدة أو قريبة ( انظر الشكل ٢ - ١٨ ) . وإذا لم تكن الألياف المنفردة منتظمة في الحزمة في شكل رصّة مرتبة كما في الشكل بل كانت منسوجة فيما بينها بطريقة عشوائية فإن الصورة الناتجة ستكون مختلطة ولا معنى لها .

وعادة تغلف الألياف بطبقة رقيقة من الزجاج أو أى مادة أخرى ذات معامل إنكسار أصغر . وهذا لا يؤثر على وظيفة الألياف من الناحية الفيزيائية إذ أن الانعكاس الكلى مارال يتم بين المادتين . على أن هذه الطبقة المغلفة تفصل الألياف إحداها عن الأخرى وبذلك تمنع تسرب الضوء بين الألياف المتلامسة وتحمي في نفس الوقت الأسطح العاكسة المصقولة .



شكل ٢ - ١٧ . الضوء الصادر من المضمحل الكهربائي ( البطارية ) يتبع القضيب الشفاف المنحني تبعاً لانعكاس الكلى

تتلخص إحدى طرق تحضير الألياف المغلفة في إدخال قضيب سميك مصنوع من حاجز ذي معامل إنكسار كبير في أنوبة من مادة ذات معامل إنكسار أصغر ، ثم سحب الاثنين في فرن خاص إلى قطر قدره  $1/1000$  in ، وأثناء ذلك يضبط السمك في حدود مسبقه . بعدئذ يمكن صهر حزمة من هذه الألياف سوياً لتكون كتلة صلبة وتسحب مرة أخرى بحيث يصل قطر الألياف المنفصلة إلى حوالي  $2\mu m$  ، وهو ما يساوي طولين موجيين تقريباً في مدى الضوء المرئي . وتستطيع مثل هذه الحزم تحليل 250 خطاً تقريباً لكل ميلليمتر .

وإذا سحبت الألياف حتى تصبح أقطارها قريبة من الطول الموجي للضوء فإنها سوف تتوقف عن العمل كأنابيب ، ولكن سلوكها سيكون في هذه الحالة أقرب إلى الدلائل الموجية المستخدمة في توصيل الموجات الدقيقة\* . هذا لأن طولين موجيين من

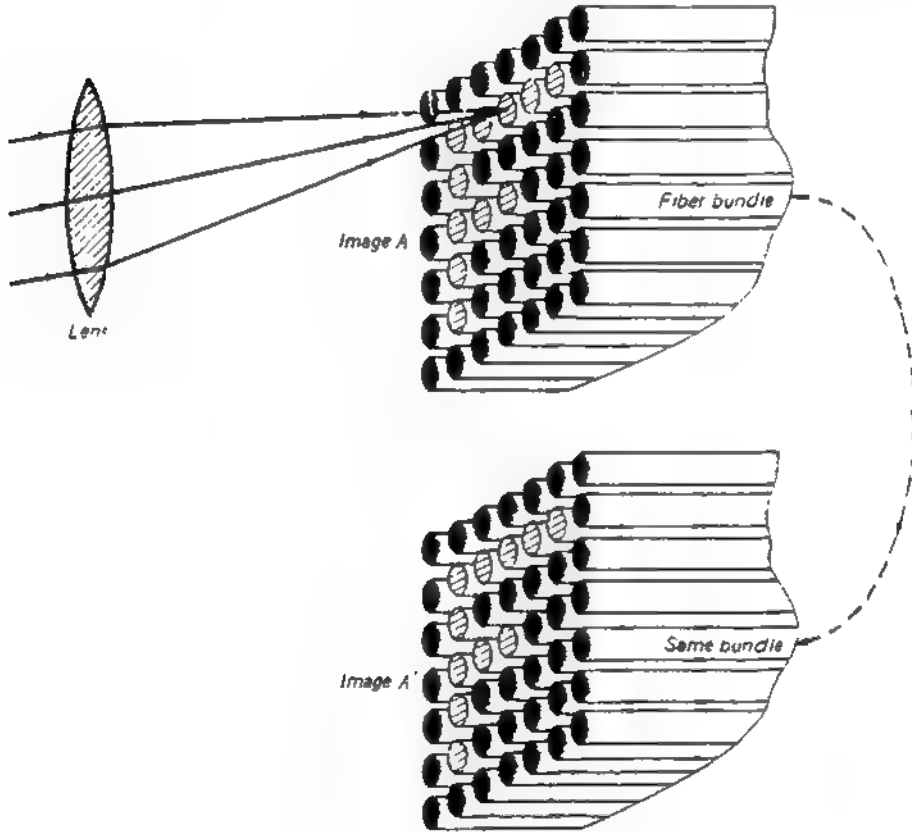
Harvey E. White,

\* يمكن الرجوع إلى معالجة تمهيدية للموجات الدقيقة والدلائل الموجية في

"Modern College Physics," 5th ed., pp. 547-551, D. Van Nostrand, Princeton, N.J., 1966

، معرفة المرء من التفصيلات عن بصريات الألياف انظر، Nar oder S. Kapany, Fiber Optics, Sci. Am., November,

النصوء هما الحد التقريبي لنقل الصور . هذا وقد وجدت بصريات الألياف تطبيقات عملية عديدة ، ويعتبر تطبيقها في المجال الطبي واحداً من أهم هذه التطبيقات . فمسطار الأسنان أو القسطرة تمكن الجراح من مشاهدة مساحات دقيقة عميقة داخل الجسم وجراء لعمليات فيها عن طريق التحكم من بعد .

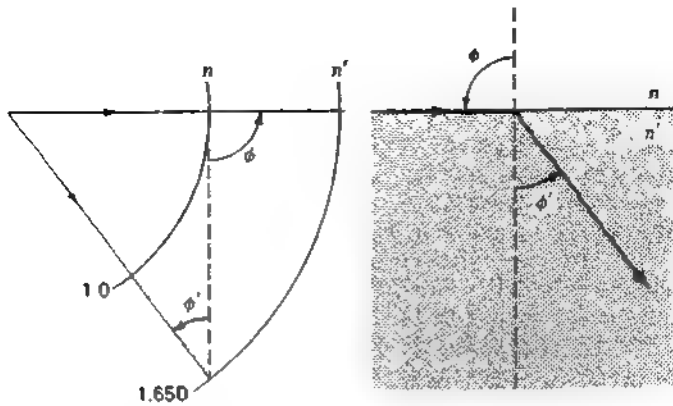


شكل ٢ - ١٨ من الممكن استخدام رصة موزعة من الألياف الزجاجية الدقيقة لنقل الصور من إحدى النهايتين A إلى النهاية الأخرى A' عبر أي مسير محتمل

### مسائل

٢ - ١ سقط شعاع ضوئي على قطعة من الزجاج بزاوية قدرها  $45.0^\circ$  . إذا كانت زاوية الانكسار  $25.37^\circ$  ، أوجد (أ) معامل الانكسار ، (ب) الزاوية الخارجة . (ج) حل الجزء (ب) تخطيطياً ( انظر الشكل م ٢ - ١ ) .

الجواب : (أ) 1.6504 (ب)  $37.30^\circ$  (ج) 1.650 و  $37.3^\circ$



شكل م ١ - ٢ . رسم تخطيطي للمسألة ١ - ٢

٢ - ٢ احسب الانحرافات الجانبية للأشعة الضوئية الساقطة على قالب زجاجي متوازي السطحين عند الزوايا التالية : (أ)  $5.0^\circ$  ، (ب)  $10.0^\circ$  ، (ج)  $15.0^\circ$  ، (د)  $20.0^\circ$  ، (هـ)  $40.0^\circ$  (ر) ارسم علاقة بيانية بين  $\phi$  . افترض أن سمك الزجاج  $5.0\text{cm}$  .

٣ - ٢ مليء صندوق زجاجي مستطيل الشكل مخصص لتربية أسماك الزينة بالماء ، وكان سمك الألواح الجانبية  $8.0\text{ mm}$  والمسافة الداخلية بين كل لوحين متقابلين  $35.0\text{cm}$  ومعامل إنكسار الزجاج  $1.5250$  فإذا سقط شعاع صوتي على أحد جوانب الصندوق بزاوية قدرها  $50.0^\circ$  أوجد الإزاحة الجانبية الناتجة عندما يكون الصندوق (أ) فارغاً . (ب) مملوءاً بالماء .

٤ - ٢ استخدم مقياس إنكسار الأشعة لبولفريش لقياس معامل إنكسار زيت شفاف صافي ، وكان معامل إنكسار المنشور الزجاجي  $1.52518$  وزاوية الكاسرة  $\theta$  هي  $80.0^\circ$  . إذا كان الحد الفاصل بين الجهال المظلم والمضيء يصنع زاوية قدرها  $29.36^\circ$  مع العمودي على الوجه الثاني ، أوجد معامل الإنكسار .

٥ - ٢ استخدم منشور من الزجاج الطراني الكثيف زاويته  $55.0^\circ$  لحرف شعاع ساقط بزاوية قدرها  $\phi_1 = 60.0^\circ$  باستخدام معامل الإنكسار للضوء  $D$  المعطى في الجدول ١ - ١ ، أوجد (أ) زاوية الانحراف  $\theta$  عند السطح الأول ، (ب) زاوية الانحراف عند السطح الثاني ، (ج) الانحراف الكلي الناتج من المنشور

٦ - ٢ منشور من الزجاج التاجي زاويته  $50.0^\circ$  ومعامل انكساره لضوء الصوديوم الأصفر  $n_D = 1.52300$  . إذا سقط شعاع من هذا الضوء الأصفر على حد الواجهة بزاوية قدرها  $45.0^\circ$  ، أوجد (أ) زاوية الانحراف  $\theta$  عند السطح الأول ، (ب) زاوية الانحراف  $\theta$  عند السطح الثاني ، (ج) الانحراف الكلي الذي يسببه المنشور .

- ٢ - ٧ وضع منشور من الزجاج الطرافي زاويته  $45-0^\circ$  ومعامل إنكساره لضوء الصوديوم الأصفر 1.6702 في وضع الانحراف الأدنى . أوجد (أ) زاوية الانحراف الأدنى (ب) زاوية السقوط ، (ج) حل الجزئين السابقين بالرسم .
- ٢ - ٨ منشور زاويته الكاسرة  $60.0^\circ$  وزاوية انحرافه الأدنى للضوء الأزرق  $43.60^\circ$  أوجد (أ) معامل الإنكسار ، (ب) زاوية الانكسار ، (ج) زاوية السقوط .  
الجواب : (أ) 1.572 ، (ب)  $30.0^\circ$  (ج)  $51.81^\circ$
- ٢ - ٩ منشور زاويته  $55.0^\circ$  ومعامل إنكساره للضوء الأزرق 1.68059 (أ) عين بالرسم زاوية الانحراف لكل من زوايا السقوط التالية :  $40.0, 45.0, 50.0, 55.0, 60.0, 65.0^\circ$  : (ب) ارسم شكلا يبينان يمثل  $\theta$  مقابل  $\theta$  ( انظر الشكل ٢ - ٧ ) .
- ٢ - ١٠ منشوران رقيقان قوة كل منهما 6.0D . ما قيمة الزاوية المحصورة بين محوري هذين المنشورين بحيث تكون القوة المحصلة لهما 2.0, 4.0, 6.0, 8.0, 10.0, 12.0D .  
الجواب :  $160.8, 141.1, 120.0, 96.4, 67.1, 0^\circ$
- ٢ - ١١ تراكب منشوران قوتها 5.0D و 7.0D على الترتيب بحيث كانت الزاوية بين محوريهما  $75.0^\circ$  أوجد (أ) الانحراف المحصل الناتج منها بالدرجات ، (ب) قوة الانحراف المحصل بالديوبترات ، (ج) الزاوية التي تصنعها المحصلة مع المنشور الأقوى من هذين المنشورين .
- ٢ - ١٢ صنع منشور رؤية مستقيمة من عنصرين كما هو موضح في الشكل ٢ - ١١ ، وكانت زاوية المنشور المصنوع من الزجاج الطرافي  $55.0^\circ = n$  ومعامل إنكساره 1.720 أوجد زاوية المنشور المصنوع من الزجاج الناحي إذا كان معامل إنكساره 1.520 أوجد الحل (أ) بالطريق التحفظية . (ب) بالحساب .
- ٢ - ١٣ تستقر عملة معدنية في قاع حوض استحمام ( بانيو ) إذا كان عمق الماء 16.0cm ومعامل إنكساره 1.3330 ، أوجد عمق قطعة العملة عند النظر إليها من أعلى مباشرة افترض أن بالإمكان وضع حبوب الزوايا مساوية للزوايا ذاتها .

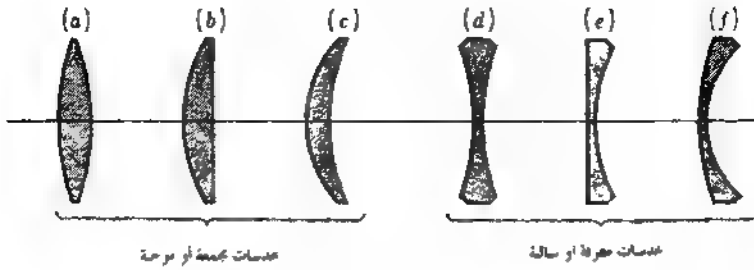
## لفصل الثالث

### الأسطح الكروية

يحتوى كثير من الأجهزة البصرية الشائعة على عدسات ذات أسطح كروية يتراوح إحداها في مدى واسع علاوة على المرآيا والمنشورات ذات الأسطح المستوية المنصقولة .  
معكس الأسطح المستوية التي تناولها بالدراسة في الفصل الأخير ، فإن مثل هذه الأسطح الكروية قادرة على تكوين صور حقيقية .

وبمثل الشكل ٣ - ١ المقاطع المستعرضة لعدد من الأشكال القياسية للعدسات .  
والعدسات المجمعة أو الموجبة الثلاثة ، وهي أكثر سمكا في المركز منها عند الحواف ،  
موضحة كالتالى (أ) عدسة متساوية التحدب ، (ب) عدسة محدبة مستوية ،  
(ج) عدسة هلالية موجبة . أما العدسات المفرقة أو السالبة ، وهي أقل سمكا في المركز منها عند الحواف ، فإنها موضحة كالتالى (د) عدسة متساوية التقعير ،  
(هـ) عدسة مقعرة مستوية ، (و) عدسة هلالية سالبة . وتصنع مثل هذه العدسات عادة من زجاج البصريات المتجانس ، ولكنها تصنع أحيانا من مواد شفافة أخرى الكوارتز أو الملح الصخري أو البلاستيك . وبالرغم من أننا سوف نرى أن الشكل الكروى للأسطح قد لا يكون الشكل المثالى في حالات محددة ، إلا أنه يعطى صوراً جيدة بدرجة معقولة ، كما أنه أسهل في التشكيل والصلل .

هذا الفصل يعالج انكسار الأشعة الضوئية عند سطح كروى واحد يحصل بين سطرين مختلفين في معامل الانكسار ، أما الفصول التالية فإنها توضح كيف يمكن تعميم هذه المعالجة على سطحين متتابعين أو أكثر . هذا ويجب أن ننوه أن هذه المجموعات تشكل أساس معالجة العدسات الرقيقة في الفصل الرابع والعدسات السميكية في الفصل الخامس والمرآيا الكروية في الفصل السادس .



شكل ٣ ١ . مقاطع مستعرضة للأنواع الشائعة من العدسات الرقيقة .

### ٣ - ١ النقطتان البؤريتان والبعدان البؤريان

الرسم التخطيطية المبينة التي توضح إنكسار الضوء بواسطة سطحين كرويين أحدهما محدب والآخر مقعر معطاة في الشكل ٣ - ٢ وعدد الإنكسار لابد أن يتبع الشعاع قانون سنيل المعطى بالمعادلة ( ١ - ١٣ ) وفي كل من هذه الرسوم التخطيطية يسمى ذلك الخط المستقيم المار بمركز الانحناء  $C$  بالمحور الرئيسي ، وتسمى النقطة  $A$  التي يتقاطع فيها ذلك المحور مع سطح بانوأسي . وفي الرسم التخطيطي (أ) تبعث الأشعة متفرقة من مصدر قطبي  $F$  على المحور في الوسط الأول وتنكسر في صورة حزمة متوازية للمحور في الوسط الثاني . ويمثل الرسم التخطيطي (ب) حزمة متجمعة في الوسط الأول تنسقط تجاه النقطة  $F$  وتنكسر في صورة حزمة متوازية في الوسط الثاني . في كل من هاتين الحالتين تسمى النقطة  $F$  بالنقطة البؤرية الأساسية ، وتسمى المسافة  $F$  بالبعد البؤري الأساسي .

في الرسم التخطيطي (ج) تنكسر حزمة متوازية ساقطة وتتحجم في بؤرة عند النقطة  $F$  ، وفي الرسم التخطيطي (د) تنكسر حزمة متوازية ساقطة لتتفرق وتبدو كما لو كانت آتية من نقطة  $F'$  . في كل من هاتين الحالتين تسمى النقطة  $F'$  بالنقطة البؤرية الثانوية ، وتسمى مسافة  $F'$  بالبعد البؤري الثانوي .

بالرجوع إلى الرسم التخطيطي (أ) ، (ب) يمكننا أن نقرر الآن أن النقطة البؤرية الأساسية هي نقطة محورية ممتازة خاصة أن أي شعاع صادر منها أو متجه إليها يسير بعد الانكسار موازياً للمحور . وبالرجوع إلى الرسمين التخطيطيين (ج) و (د) يمكننا أن نصور عبارة مماثلة ، وهي أن النقطة البؤرية الثانوية  $F'$  هي نقطة محورية ممتازة بخاصة أن أي شعاع ساقط يسير موازياً للمحور سوف يسير بعد الانكسار تجاه  $F'$  ، أو يبدو كما لو كان صادراً منها .

المستوى العمودى على المحور والمار بأى من النقطتين البؤريتين يسمى المستوى البؤرى . ويوضح الشكل ٣ - ٣ معنى المستوى البؤرى لسطح محدب ، فالأشعة الواردة التى تسقط صانعة زاوية  $\theta$  مع المحور تتجمع فى بؤرة عند النقطة  $Q$  فى المستوى البؤرى . لاحظ أن  $Q$  تقع على خط مستقيم واحد مع الشعاع غير المنحرف الذى يمر من المركز  $C$  ، وأن هذا الشعاع هو الشعاع الوحيد الذى يعبر الحد العاقل فى حالة الأسطوانة العمودى .

من الضروري أن نلاحظ فى الشكل ٣ - ٢ أن البعد البؤرى لأساسي  $f$  لسطح المحدب [ الرسم التخطيطي (أ) ] لا يساوى البعد البؤرى الثانوي  $f'$  لنفس السطح [ الرسم التخطيطي (ج) ] ، وسوف نرى فى القسم ٣ - ٤ أن النسبة بين البعدين البؤريين  $f'/f$  تساوى النسبة بين معامل الانكسار المناطرين  $n'/n$  [ انظر المعادلة (٣ - ٥) ] :

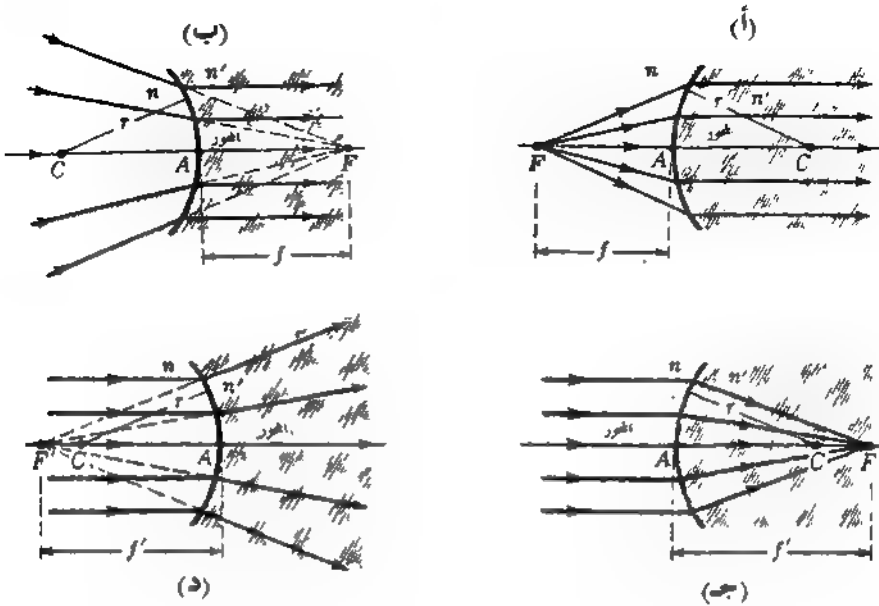
$$\frac{f'}{f} = \frac{n'}{n} \quad (٣ - ٥)$$

من المعتاد فى الرسوم التخطيطية البصرية أن ترسم الأشعة الضوئية الساقطة متجهة من اليسار إلى اليمين . وعلى ذلك فإن السطح المحدب هو ذلك السطح الذى يقع مركز منته  $C$  على يمين الرأس ، بينما يكون السطح المقعر هو ذلك السطح الذى يقع مركز منته  $C$  على يسار الرأس .

إذا طبقا مبدأ انعكاسية الأشعة الضوئية على الرسوم التخطيطية الموضحة فى الشكل ٣ - ٢ يجب أن ندير الرسم التخطيطي نهاية لنهاية . فالرسم التخطيطي (أ) ، على سبيل المثال ، سيصبح عندئذ سطحاً مقعراً ذا خواص مجمعة ، بينما سيصبح الرسم التخطيطي (ب) سطحاً محدباً ذا خواص مفرقة . لاحظ فى هذه الحالة أن الأشعة الساقطة ستكون الوسط الأكثر كثافة بصرياً ، أى الوسط الذى معامل الانكسار الأكبر .

### ٣ - ٢ تكوين الصورة

يمثل الشكل ٣ - ٤ رسماً تخطيطياً يوضح تكوين الصورة بواسطة سطح كاسر واحد ، وقد رسم هذا الشكل للحالة التى يكون فيها الوسط الأول هواء معامل انكساره  $n = 1$  والوسط الثانى زجاجاً معامل انكساره  $n' = 1.60$  . بناء على ذلك تكون نسبة بين البعدين البؤريين  $f'/f$  هى 1:1.60 [ انظر المعادلة (٣ - ١) ] . وقد لوحظ



شكل ٣ - ٢ : النقطتان البؤريتان  $F, F'$  والعدنان البؤريان  $f, f'$  لسطح كروي كاسر واحد نصف قطره  $r$  بفصل وسطين معاملتي انكسارهما  $n, n'$

عمياً أنه إذا حرك الجسم مقتربا من المستوى البؤري الأساسي ، فإن الصورة تتكون على مسافة أكبر يمين  $F'$  وتصبح أكبر حجما ، أى أنها تُكَبَّر . أما إذا حرك الجسم يسارا ، أى متبعا عن  $F$  ، فإن الصورة تتكون على مسافة أقرب من  $F'$  وتصبح أصغر حجما .

وضح من الشكل ٣ - ٤ أن جميع الأشعة الصادرة من نقطة على الجسم  $Q$  تجمع في بؤرة عند النقطة  $Q'$  . كذلك فإن الأشعة الصادرة من أى نقطة مثل  $M$  تجمع في بؤرة أخرى عند نقطة مناظرة على الصورة مثل  $M'$  . هذا لشرط المثال لا يتحقق بالضبط أبداً في أية حالة فعلية ، وتؤدي الانحرافات عنه إلى عيوب طفيفة في الصورة تعرف بالزويغ ( المفرد ريغ ) . ويعبر التحلل من الزويغ المسألة الأساسية في البصريات هيدسية ، وسوف نعالج بالتفصيل في الفصل التاسع .

يمكسر الحصول على صورة حيدة باستخدام الضوء وحيد اللون إذا ما اقتصرنا فقط على الأشعة المحورية وتعرف الأشعة المحورية بأنها تلك الأشعة التي تصنع زاوية صغيرة جداً مع المحور وتقع قريبة جداً منه طيلة المسافة بين الجسم والصورة . ويجب هنا أن ننوه إلى أن الصيغ المعطاة في هذا الفصل تنطبق على الصور المتكونة بالأشعة المحورية فقط .

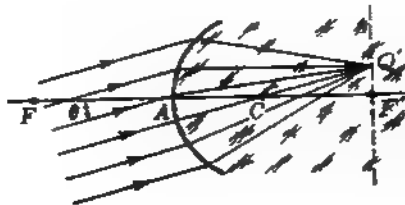
## ٣ - ٣ الصور التقديرية

الصورة  $M'Q$  في الشكل ٣ - ٤ هي صورة حقيقية بمعنى أنه إذا وضع ستار في ذلك الموضع فإن صورة واضحة حادة للجسم  $MQ$  سوف تتكون على ذلك الستار . ومع ذلك ليس من الممكن أن تتكون جميع الصور على ستار ، وهذا موضح في الشكل ٣ - ٥ . هذا الشكل يوضح إنكسار الأشعة الضوئية المصادرة من النقطة  $Q$  على الجسم . اسطلة سطح كروي مقعر يفصل وسطين معاملتا إنكسارهما  $n' = 1.5$  ،  $n = 1.0$  على الترتيب . وهذا يعنى أن النسبة بين البعدين البؤريين هي 1:1.50 .

حيث أن الأشعة المنكسرة متفرقة فإنها لن تتجمع في بؤرة عند أية نقطة . ومع هذا فإن هذه الأشعة سوف تبدو لعين مشاهد موجود في الجانب الأيمن كما لو كانت صدرت من نقطة مشتركة  $Q$  . لذلك يمكننا أن نقول بأسلوب آخر أن  $Q$  هي نقطة على الصورة تانظر النقطة  $Q$  على الجسم . بالمثل فإن  $M'$  هي نقطة على الصورة تانظر النقطة  $M$  على الجسم . ونظر لأن الأشعة المنكسرة لا تصدر من  $Q$  ولكنها تبدو فقط كما لو كانت صادرة منها ، إذن لن تتكون أية صورة على ستار موضوع في  $M'$  . لهذا السبب يقال أن مثل هذه الصورة هي صورة تقديرية .

## ٣ - ٤ النقاط والمستويات المترافقة

لنبدأ إنعكاسية الأشعة الضوئية نتيجة هامة وهي أنه إذا كان  $Q'M$  في الشكل ٣ - ٤ مع الجسم فإن صورته سوف تتكون عند  $QM$  . وعليه فإذا وضع أى جسم في الموضع الذى كانت تشغله صورته فيما سبق ، فإن صورته سوف تتكون في الموضع الذى كان الجسم يشغله في السابق . ومن ثم فإن الجسم والصورة قابلان للتبادل أحدهما محل الآخر . أو أنهما مترافقان . لهذا يسمى أى زوج من النقط على الجسم والصورة مثل  $M', M$



شكل ٣ - ٣ : رسم تخطيطى يوضح كيف تتجمع الأشعة الموازية الساقطة في بؤرة عند  $Q$  في المستوى البؤرى الثانوى لسطح كروي واحد .

في الشكل ٣ - ٤ نقطتان مترافقتان ، ويسمى المستويان الماران بهاتين النقطتين والمتعامدان مع المحور بالمستويين المترافقين .

إد عند نصف قطر انحناء سطح كروي  $r$  يفصل بين سطرين معامل انكسارهما  $n, n'$  . بالإضافة إلى موضع الجسم ، يمكننا تعيين موضع الصورة وحجمها باستخدام ثلاث طرق عامة : (١) الطرق التخطيطية ، (٢) التجربة ، (٣) الحساب باستخدام الصيغة

$$\bullet \quad \frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n' - n}{r} \quad (٣ - ٢)$$

٤. هذه المعادلة  $s$  هو بعد الجسم و  $s'$  هو بعد الصورة . هذه المعادلة تسمى معادلة جانوس سطح كروي واحد ، وسوف نقوم باشتقاقها في القسم ٣ - ١٠ .

مثال ١ . شكل طرف قضيب من الزجاج معامل انكساره 1.50 في صورة سطح محدب كروي مصقول نصف قطره 1cm . وضع جسم صغير في الهواء على المحور وعلى بعد 1.00 cm من الرأس . أوجد موضع "صورة" بفرض أن معامل انكسار الهواء هو 1.00 .

الحل . النكبات المعنومة هي  $n = 1.0, n' = 1.50, r = + 1.0 \text{ cm}, s = 4.0 \text{ cm}$  والكسبة المجهولة هي  $s'$  . بالتعويض المباشر عن النكبات المعنومة في المعادلة (٣ - ٢) نحصل على

$$\frac{1}{4} + \frac{1.50}{s'} = \frac{1.50 - 1.00}{1} \quad \frac{1.50}{s'} = \frac{0.50}{1} - \frac{1}{4}$$

ومنه نجد أن  $s' = 6.0 \text{ cm}$  . نستنتج من هذا إذن أن صورة حقيقية للجسم تكون في القضيب الزجاجي على بعد 6cm يمين الرأس .

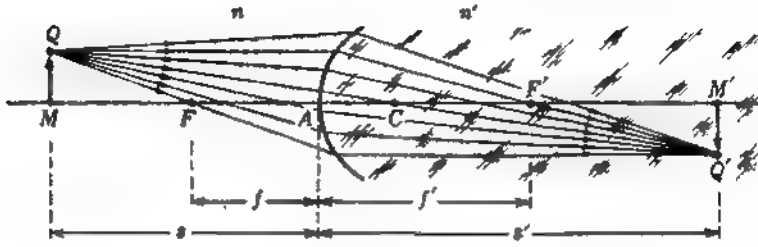
توضيح لمعادلة (٣ - ٢) أنه عند تقريب أي جسم  $M$  من النقطة البؤرية الأساسية فإن بعد صورة عن الرأس  $AM'$  يزداد تدريجيا ، وفي النهاية عندما يصل الجسم إلى  $F$  تصبح الأشعة المنكسرة متوازية وتتكون الصورة في مالانهاية . عندئذ يكون  $s' = \infty$  . وتأخذ معادلة (٣ - ٢) الصورة :

$$\frac{n}{s} + \frac{n'}{\infty} = \frac{n' - n}{r}$$

وحيث  $s$  هو بعد الجسم هذا بالذات يسمى البعد البؤري الأساسي  $f$  ، يمكننا أن نكتب

( ٣ - ٣ )

$$\frac{n}{f} = \frac{n' - n}{r}$$



شكل ٣ - ٤ . جميع الأشعة الصادرة من النقطة Q على الجسم والمارة خلال السطح الكاسر تتجمع في نقطة عند النقطة Q' على الصورة .

المثل ، عند زيادة بعد الجسم وتقاربها في نهاية الأمر من مالا نهاية بفا . عند الصورة تدريجيا إلى أن يصبح مساويا للمقدار r في النهاية ، إذن  $s = \infty$  .

$$\frac{n}{\infty} + \frac{n'}{s'} = \frac{n' - n}{r}$$

أه ، حيث إن قيمة s' في هذه الحالة هي البعد البؤري الثانوي f' ، إذن :

( ٤ - ٣ )

$$\frac{n'}{f'} = \frac{n' - n}{r}$$

مساواة الضرب الأيمن للمعادلة ( ٣ - ٣ ) بالطرف الأيمن للمعادلة ( ٤ - ٣ ) ، حصل

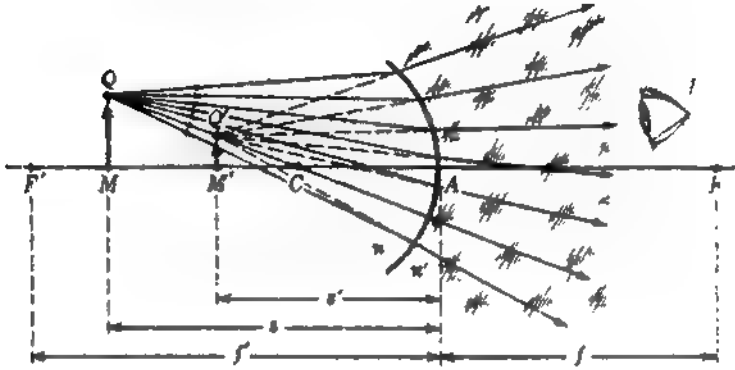
( ٥ - ٣ )

$$\frac{n'}{n} = \frac{f'}{f} \quad \text{أو} \quad \frac{n}{f} = \frac{n'}{f'}$$

، التعويض عن  $(n' - n)/r$  في المعادلة ( ٢ - ٣ ) بالمقدار  $n/f$  أو  $n'/f'$  طبقا للمعادلتين ( ٣ - ٣ ) و ( ٤ - ٣ ) ، ينتج أن :

$$(٦ - ٣) \quad \frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n'}{f'} \quad \text{أو} \quad \frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n}{f}$$

هاتان المعادلتان تعطيان البعدان المترافقان لسطح كروي واحد .



شكل ٣ - ٥ جميع الأشعة الصادرة من النقطة Q على الجسم والمارة خلال السطح الكاسر تظهر كما لو كانت صادرة من النقطة Q' على الصورة التفسيرية .

### ٣ - ٥ اصطلاح الاشارات

سوف نتزم بالجموعة التالية من اصطلاحات الاشارات في الفصول التالية التي تعالج البصريات الهندسية ، وننصح بحفظها جيداً عن ظهر قلب :

- ١ - ترسم جميع الأشكال بحيث تكون الأشعة معجبة من اليسار إلى اليمين .
- ٢ - يحتر بعد الجسم (s) دائماً موجباً عندما يقاس إلى اليسار من الرأس وسالباً عندما يقاس إلى اليمين من الرأس
- ٣ - يحتر بعد الصورة (s') دائماً موجباً عندما يقاس إلى اليمين من الرأس وسالباً عندما يقاس إلى اليسار من الرأس
- ٤ - يحتر كلا البعدين البؤريين موجبين للنظام المجمع سالبين للنظام المفرق .
- ٥ - يحتر طول الجسم أو طول الصورة موجباً عندما يقاس إلى أعلى بالنسبة للمحور وسالباً عندما يقاس إلى أسفل بالنسبة للمحور .
- ٦ - تعامل جميع الأسطح المحدبة باعتبار أنصاف أقطارها موجبة ، وتعامل الأسطح المقعرة باعتبار أنصاف أقطارها سالبة .

مثال ٢ : سطح مقعر نصف قطره 4cm يفصل وسطين معامل انكسارهما  $n = 1.00$

$n = 1.50$  وضع جسم في الوسط الأول على مسافة قدرها 10cm من الرأس . أوجد (أ) البعد البؤرى الأساسى ، (ب) البعد البؤرى الثانوى ، (ج) بعد الصورة .

الحل : الكميات المعطاة هي  $n = 1.50$ ,  $r = 4.0$  cm,  $s = + 10.0$ cm  
الكميات المجهولة هي  $f, f', s'$ . (أ) نستخدم المعادلة ( ٣ - ٣ ) مباشرة لحصل على :

$$f = \frac{-4.0}{0.5} = -8.0 \text{ cm} \quad \text{أو} \quad \frac{1.0}{f} = \frac{1.5 - 1.0}{-4}$$

(ب) نستخدم المعادلة ( ٣ - ٤ ) مباشرة لحصل على :

$$f' = \frac{-6.0}{0.5} = -12.0 \text{ cm} \quad \text{أو} \quad \frac{1.5}{f'} = \frac{1.5 - 1.0}{-4}$$

لاحظ في هذه المسألة أن كلا البعدين البؤريين سالبان وأن النسبة  $f'/f$  هي  $1/1.5$  كما يطلبه المعادلة ( ٣ - ١ ) . والاشارات السالبة تعنى نظاما مفرقا يشبه النظام الموضح في الشكل ( ٣ - ٥ ) .

(ج) نستخدم المعادلة ( ٣ - ٦ ) ونحصل ، بالتعويض المباشر ، على :

$$s' = -6.66 \text{ cm} \quad \text{ومنه} \quad \frac{1.0}{10} + \frac{1.5}{s'} = \frac{1.0}{-8.0}$$

بدن . الصورة تقع على بعد قدره 6.66cm من الرأس  $A$  ، والاشارة السالبة تبين أنها يسار  $A$  . ولذلك فهي صورة تقديرية كما هو مبين في الشكل ( ٣ - ٥ ) .

### ٣ - ٦ الإنشاءات التخطيطية

#### طريقة الشعاع الموازى

من المفصل هنا أن يوضح أنه بالرغم من أن الصيغ السابقة صحيحة لجميع القيم الممكنة بعد الجسم وبعد الصورة ، فإنها تنطبق فقط على الصور المكونة بالأشعة المحورية . وبالنسبة لمثل هذه الأشعة يحدث الانكسار عند رأس السطح الكروى أو قريباً جداً منه بحيث يمكن الحصول على العلاقات الهندسية الصحيحة في الحلول التخطيطية برسم جميع الأشعة كما لو كانت منكسرة عند مستوى مار بالرأس  $A$  وعمودى على المحور .

طريقة الشعاع الموازي للإنشاء التخطيطي موضحة في الشكلين ٣ - ٦ و ٣ - ٧ لسطح محدب و آخر مقعر على الترتيب . اعتبر الضوء المنبعث من أعلى نقطة للجسم  $Q$  في الشكل ٣ - ٦ . من بين الأشعة المنبعثة من هذه النقطة في اتجاهات مختلفة سوف ينكسر ذلك الشعاع الموازي للمحور ( $QT$ ) ، طبقا لتعريف النقطة البؤرية ، بحيث يمر بالبؤرة  $F$  . من ناحية أخرى فإن الشعاع  $QC$  المار بمركز الانحناء لن ينحرف لأنه يمر بالحد الفاصل عموديا على السطح .

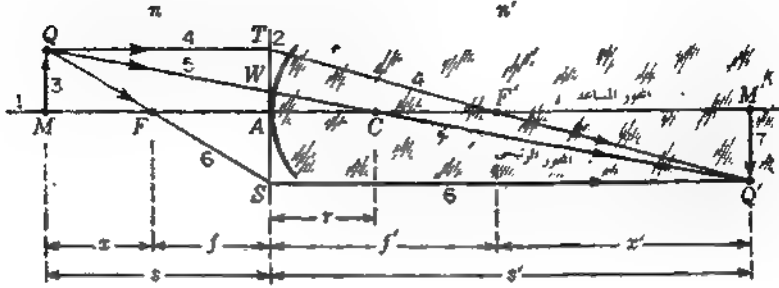
هذان الشعاعان كافيان لتحديد موضع قمة الصورة  $Q'$  ، أما باقي الصورة فإنه يقع في المستوى المرافق المار بهذه النقطة . كذلك فإن جميع الأشعة المحورية الأخرى المنبعثة من  $Q$  ، والمنكسرة على السطح ، سوف تتجمع في بؤرة واحدة  $Q'$  وكاختبار لصحة ذلك نلاحظ أن الشعاع  $QS$  ، الذي يمر بالبؤرة  $F$  ، سوف ينكسر ( طبقا لتعريف النقطة البؤرية الأساسية ) موازيا للمحور ويتقاطع مع الأشعة الأخرى في  $Q'$  كما هو موضح في الشكل .

هذه الطريقة تسمى طريقة الشعاع الموازي ، وتوضح الأرقام 1,2,3,... الترتيب الذي ترسم به الخطوط عادة .

عند تطبيق الطريقة السابق وصفها توا على نظام مفرق ، كاليمين بالشكل ٣ - ٧ ، تتبع إجراءات شبيهة بما سبق ذكره . في هذه الحالة ينكسر الشعاع  $QT$  ، المرسوم موازيا للمحور ، كما لو كان آتيا من  $F$  . أما الشعاع  $QS$  ، المتجه نحو  $F$  ، فإنه ينكسر موازيا للمحور . وأخيرا فإن الشعاع  $QW$  ، المار بمركز الانحناء ، يمر بدون انحراف ، بمد جميع هذه الأشعة في الاتجاه المعاكس إلى اليسار نجد أنها تتقاطع في نقطة واحدة  $Q'$  . ومن ثم فإن  $Q'M'$  هي صورة الجسم  $QM$  . لاحظ أن  $Q'M'$  ليست صورة حقيقية لأنها لا يمكن أن تتكون على ستر .

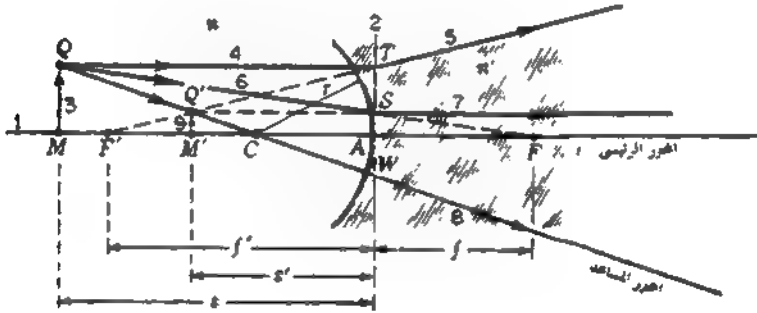
يلاحظ في كلا هذين الشكلين معامل إنكسار الوسط الموحد يمين السطح الكروي أكبر من معامل انكسار الوسط الموجود يساره ، أى أننا قد وضعنا  $n' > n$  . أما إذا كان معامل انكسار الوسط الموجود يسار السطح في الشكل ٣ - ٦ أكبر من معامل انكسار الوسط الموجود يمينه ، بحيث كان  $n' < n$  ، فإن تأثير السطح سيكون تأثيرا معرقا . وفي هذه الحالة سوف تقع كل من النقطتين البؤرتين  $F, F'$  في الجانب المعاكس للرأس بالنسبة لما هو مبين ، وهذا بالضبط هو الموضح في الشكل ٣ - ٧ . بالمثل ، إذا وضعنا  $n' < n$  في الشكل ٣ - ٧ فإن تأثير السطح سيكون تأثيرا مجمعا ، وعندئذ سوف تقع النقطتان

المزبital كما هو موضع في الشكل ٣ - ٦ .



شكل ٣ - ٦ طريقة الشعاع الموازي لتعيين موضع الصورة المكونة بسطح كروي واحد تخطيطيا .

وحيث إن أى شعاع مار بمركز الانحناء لا ينحرف وله جميع خواص المحور الرئيسى ، فإنه يمكن أن يسمى بالمحور المساعد .



شكل ٣ - ٧ : تطبيق طريقة الشعاع الموازي على سطح كروي مقعر دى خواص معرفة

### ٣ - ٧ طريقتا الشعاع المائل

الطريقة الأولى . من الملائم في النظم البصرية الأكثر تعقيدا ، والتي تعالج في الفصل التالية ، أن تكون لدينا القدرة على رسم شعاع عبر سطح كروي تخطيطيا لأى زاوية سقوط معلومة ، وهذا ماتمكننا طريقتا الشعاع المائل من تحقيقه بسهولة كبيرة . وفي هذه الانشاءات التخطيطية تكون لدينا الحرية في اختيار أى شعاعين صادئين من

نقطة واحدة على الجسم وإيجاد موضع تقاطعهما في النهاية بعد تتبعهما خلال النظام . حيثذ تكون نقطة التقاطع هذه هي النقطة المناظرة على الصورة .

لفرض أن  $MT$  في الشكل ٣ - ٨ يمثل شعاعا ساقطا على السطح من الجانب الأيسر . لإيجاد صورة  $M$  يرسم الخط المقطع  $RC$  المار بمركز الانحاء  $C$  موازيا للخط  $MT$  ويمد على استقامته إلى أن يتقاطع مع المستوى البؤرى الثانوى في نقطة  $x$  . بعدئذ يرسم الخط  $TX$  باعتباره الشعاع المنكسر ويمد على استقامته إلى أن يقطع المحور في نقطة  $M'$  . وحيث أن المحور يمكن أن يعتبر هنا كشعاع ضوئى ثان ، فإن  $M$  تمثل نقطة محورية على الجسم و  $M'$  نقطتها المترافقة على الصورة .

المبدأ الذى يتضمنه هذا الإنشاء التخطيطى كالتالى . إذا كان  $RA, MT$  شعاعان ضوئيان متوازيين فأنهما سوف يقطعان ( وبعد الانكسار وطبقا لتعريف المستويات البؤرية ) المستوى البؤرى الثانوى  $WF'$  في  $X$  . وحيث إن  $RA$  متجه نحو  $C$  ، فإن الشعاع المنكسر  $ACX$  لن ينحرف عن اتجاهه الأصلى .

**الطريقة الثانية .** هذه الطريقة موضحة في الشكل ٣ - ٩ . بعد رسم المحور  $MM'$  والقوس الذى يمثل السطح الكروى ومركزه  $C$  ، يرسم أى خط مثل الخط ١ ليمثل أى شعاع ضوئى مائل . بعدئذ نبدأ رسما تخطيطيا مساعدا يرسم الخط  $XZ$  موازيا للمحور . من  $O$  كنقطة أصل نرسم القطعتان المستقيمتان  $OL, OK$  اللتين تتناسبان مع  $n, n'$  على الترتيب . وترسم أعمدة من النقط  $A, L, K$  . ومن هنا نستمر في الإنشاء التخطيطى بترتيب الأعداد ١, 2, 3, 4, 5, 6 يرسم الخط 2 من  $O$  موازيا للخط 1 . ويرسم الخط من 1 موازيا للخط 3 ، ويرسم الخط 6 من  $T$  موازيا للخط 5 . وهكذا يتحدد موضع  $M'$  .

يمكن إثبات صحة هذا الإنشاء التخطيطى بسهولة وذلك بكتابة التناسبات بين الأزواج الثلاثة من المثلثات المتشابهة في الشكلين . هذه التناسبات هي :

$$\frac{h}{s} = \frac{i}{n} \quad \frac{h}{s'} = \frac{j}{n'} \quad \frac{h}{r} = \frac{i+j}{n' - n}$$

والآن ننقل إلى الطرف الأيسر في هذه المعادلات الثلاثة :

$$\frac{hn}{s} = i \quad \frac{hn'}{s'} = j \quad \frac{h(n' - n)}{r} = i + j$$



### ٣ - ٨ التكبير

في أى نظام بصرى تسمى النسبة بين البعد المستعرض للصورة النهائية والبعد المناظر للجسم الأصل بالتكبير الجانبي . ولتعيين الحجم النسبي للصورة المكونة بواسطة سطح كروى واحد يمكننا الاستعانة بهندسة الشكل ٣ - ٦ ، وهما يكون الشعاع غير المنحرف ، مثلثين قائمين متشابهين هما  $Q'M'C$  ،  $QMC$

من نظرية تناسب الأضلاع المتناظرة في المثلثين المتشابهين :

$$\frac{-y'}{y} = \frac{s' - r}{s + r} \quad \text{أو} \quad \frac{M'Q'}{MQ} = \frac{CM'}{CM}$$

ولكن النسبة  $y'/y$  هي التكبير الجانبي طبقا للتعريف ، إذن :

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{s' - r}{s + r} \quad \bullet \quad (٣ - ٧)$$

إذا كان التكبير  $m$  موجبا فإن الصورة تكون تقديرية ومعتدلة ، بينما إذا كان سالبا فإن الصورة تكون حقيقية ومقلوبة .

### ٣ - ٩ الاقتراب المختزل

في الصيغ الخاصة بسطح كروى كاسر واحد ، أى المعادلات من ( ٣ - ٢ ) إلى ( ٣ - ٦ ) تظهر المسافات  $s, s', r, r',$  في المقام ، والمقلوبات  $1/s, 1/s', 1/r, 1/r',$  تمثل في الحقيقة اشعاعات أسطح أنصاف أقطارها  $s, s', r, r',$

بالرجوع إلى الشكل ٣ - ١٠ نرى أننا إذا اعتبرنا  $M$  في الرسم التخطيطي الأيسر مصدرا نقطيا للموجات ، فإن انكسارها بواسطة السطح الفاصل الكروى يسبب تجمعها في النقطة  $M'$  على الصورة . أما في الرسم التخطيطي الأيمن فإن الموحات المستوية تنكسر بحيث تتجمع في النقطة البؤرية الثانوية  $F'$  . لاحظ أن هذه الخطوط المنحنية التي تمثل قسم الموجات الضوئية تكون عمودية في أى مكان على الأشعة الضوئية المناظرة وأنه كان بالإمكان رسمها من نقطة على الجسم إلى النقطة المناظرة على الصورة .

عندما تصل الموجات من  $M$  إلى الرأس  $A$  يكون نصف قطرها  $s$  وانحائها  $1/s$  ،

وعندما تترك  $A$  ، للتجمع في  $M'$  ، يكون نصف قطرها  $s'$  وانحناءها  $1/s'$  . بالمثل فإن الموجات الساقطة التي تصل إلى  $A$  في الرسم التخطيطي الثاني يكون نصف قطرها لا نهائى ، أى  $\infty$  ، وانحناءها  $1/\infty$  ، أى صفرا . وعندما تترك هذه الموجات السطح عند الرأس سيكون نصف قطر الموجات المنكسرة  $r'$  وانحناءها  $1/r'$  .

يمكننا إذن أن نعتبر أن الصيغ الجاوسية تتضمن جمع وطرح كميات تتناسب مع انحناءات أسطح كروية . وعندما تستخدم هذه الانحناءات بدلا من أنصاف الأقطار تصبح هذه الصيغ أبسط في الشكل وأكثر ملائمة لبعض الأغراض . وعلى هذا يمكننا في هذه النقطة تقديم الكميات التالية :

$$( ٨ - ٣ ) \quad V = \frac{n}{s} \quad V' = \frac{n'}{s'} \quad K = \frac{1}{r} \quad P = \frac{n}{f} \quad P' = \frac{n'}{f'} \quad \bullet$$

الكميتان الأولى والثانية ، أى  $V, V'$  ، تسميان الاقترابان المختزلان لأنها مقياسان مباشران لتجمع وتفرق الجبهتين الموجبتين للجسم والصورة على الترتيب . وفى حال موجة متفرقة من الجسم يكون  $s$  موجبا وكذلك يكون الأقطار  $V$  موجبا . أما فى حالة الموجة المتفرقة ، من ناحية أخرى ، فإن  $s$  يكون سالبا ، وكذلك يكون الاقتراب سالبا . وبالنسبة لجبهة موجبة متجمعة تحاه الصورة يكون  $V'$  موجبا ، أما فى حالة جبهة موجبة متفرقة فإن  $V'$  يكون سالبا . لاحظ أن معامل الانكسار المعين فى كل حالة هو معامل انكسار ذلك الوسط التى توجد فيه الجبهة الموجبة .

أما الكمية الثالثة  $K$  فإنها تمثل انحناء السطح الكاسر ( مقلوب نصف قطره ) ، بينما تكون الكميتان الرابعة والخامسة متساويتين طبقا للمعادلة ( ٣ - ٥ ) ، ونمثلان القوة الكاسرة لسطح الكروى . وإذا قيس جميع المسافات بالأمتار ، فإن الأقطارين المختزلين  $V, V'$  ، والانحناء  $K$  ، والقوة  $P$  تكون جميعها مقاسة بوحدات تسمى الديونترات . من ناحية أخرى يمكن اعتبار أن  $V$  هو قوة الجبهة الموجية للجسم عند تلامسها مع السطح الكاسر مباشرة وأن  $V'$  هو قوة الجبهة الموجية المناظرة . للصورة والتى تكون تماسا لسطح الكاسر . بهذه المصطلحات الجديدة يمكن كتابة المعادلة ( ٣ - ٢ ) فى الصورة :

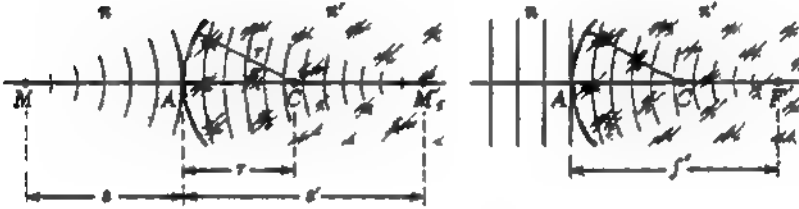
$$( ٩ - ٣ ) \quad V + V' = P$$

$$( ١٠ - ٣ ) \quad P = (n' - n)K \quad \text{أو} \quad P = \frac{n' - n}{r} \quad \bullet \text{ حيث}$$

مثال ٣ : شحذ أحد طرفي قضيب زجاجي معامل انكساره 1.50 . وصقل في صورة سطح كروي نصف قطره 10cm . وضع جسم في الهواء على امتداد محور القضيب وعلى بعد قدره 40cm إلى اليسار من الرأس . أوجد (أ) قوة السطح ، (ب) موضع الصورة .

الحل : الكميات المعروفة هي  $n = 1.0, n' = 1.50, r = +10.0 \text{ cm}, s = +40.0 \text{ cm}$  . والكميات المجهولة هي  $P, s'$  . لحل الجزء (أ) نستخدم المعادلة ( ٣ - ١٠ ) ، وبالتعويض عن المسافة بالأمتار نجد أن :

$$P = \frac{1.50 - 1.00}{0.10} = +5.0 \text{ D}$$



شكل ٣ - ١٠ : انكسار الموجات الضوئية عند سطح كروي واحد .

ولإيجاد إجابة الجزء (ب) نستخدم المعادلة ( ٣ - ٨ ) لإيجاد الاقتراب  $V$  :

$$V = \frac{1.00}{0.40} = +2.5 \text{ D}$$

بالتعويض المباشر في المعادلة ( ٣ - ٩ ) نحصل على :

$$V' = +2.5 \text{ D} \quad \text{ومنه} \quad 2.5 + V' = 5$$

لإيجاد بعد الصورة نستخدم التعريف  $V' = n'/s'$  ، ومنه نجد أن :

$$s' = \frac{n'}{V'} = \frac{1.50}{2.5} = +0.60 \text{ m} = +60 \text{ cm}$$

على الطالب أن يتحقق من صحة هذه الإجابة باستخدام إحدى الطرق التخطيطية للإشعار وبمقياس رسم مناسب .

### ٣ - ١٠ اشتقاق معادلة جاوس

المعادلة الأساسية ( ٣ - ٢ ) على درجة كبيرة من الأهمية ، وهو ما يبرر اشتقاقها بشيء من التفصيل . ومع أن هناك طرق كثيرة لإجراء هذا الاشتقاق ، إلا أننا سنعطى هنا طريقة تعتمد على استخدام الأشعة المائلة . يوضح الشكل ٣ - ١١ شعاعاً مائلاً منبعثاً من جسم نقطي محوري  $M$  يسقط على السطح بزواوية قدرها  $\phi$  وينكسر بزواوية قدرها  $\phi'$  . بعد الانكسار يتقاطع الشعاع مع المحور في النقطة  $M'$  التي تمثل الصورة . إذا كان الشعاعان الساقط  $MT$  والمنكسر  $TM'$  محوريين ، فإن الزاويتين  $\phi$  و  $\phi'$  تكونان صغيرتين بدرجة كافية بحيث يمكننا أن نضع جيبي هاتين الزاويتين مساويتين للزاويتين كليهما ؛ وهكذا يمكننا كتابة قانون سنيل في الصورة :

$$\frac{\phi}{\phi'} = \frac{n'}{n} \quad ( ٣ - ١١ )$$

وحيث إن  $\phi$  هي زاوية حارجية للمثلث  $MTC$  وتساوي مجموع الزاويتين المقابلتين عدا المحاور لها ، فإن :

$$\phi = \alpha + \beta \quad ( ٣ - ١٢ )$$

بالمثل فإن  $\beta$  زاوية حارجية للمثلث  $TCM'$  ، وعليه فإن  $\beta = \phi' + \gamma$

$$\phi' = \beta - \gamma \quad ( ٣ - ١٣ )$$

بالتعويض عن قيمتي الزاويتين  $\phi$  و  $\phi'$  في المعادلة ( ٣ - ١١ ) والضرب ، نحصل على

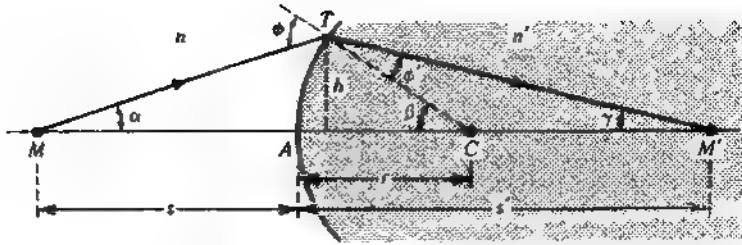
$$n\alpha + n'\gamma = (n' - n)\beta \quad \text{أو} \quad n'\beta - n'\gamma = n\alpha + n\beta$$

في حالة الأشعة المحورية تكون الزوايا  $\alpha, \beta, \gamma$  صغيرة جداً . وهذا يمكننا وضع  $\alpha = r/s, \beta = h/r, \gamma = h/s'$  بالتعويض عن هذه القيم في المعادلة الأخيرة ، نحصل على

$$n \frac{h}{s} + n' \frac{h}{s'} = (n' - n) \frac{h}{r}$$

و حذف  $h$  من طرفي هذه المعادلة نحصل على المعادلة المطلوبة :

$$\frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n' - n}{r} \quad ( ٣ - ١٤ )$$



شكل ٣ - ١١ : الشكل الهندسي اللازم لاشتقاق الصيغة الهورانية المستخدمة لإيجاد مواقع الصور .

### ٣ - ١١ التخطيط البياني ( النوموجرافية )

كلمة nomgraph ( مخطط بياني أو نوموجراف ) هي مصطلح مشتق من الكلمتين اليونانيتين nomos بمعنى قانون و graphein بمعنى الفعل يكتب . وفي الفيزياء ينطبق هذا المصطلح على بعض التمثيلات البيانية للقوانين الفيزيائية التي تهدف إلى تبسيط الحسابات وإجرائها بسرعة . ويمثل الشكل ٣ - ١٢ مخططا بيانيا ( نوموجرافا ) يوضح العلاقة بين بعد الجسم وبعد الصورة المسئلة بالمعادلة ( ٣ - ٦ ) ، وبالتحديد :

$$( ٣ - ١٥ ) \quad \frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n}{f}$$

وتتضح بساطة وفائدة هذا المخطط البياني عندما نرى أن أى خط مستقيم مرسوم عبر الشكل سوف يقطع الخطوط الثلاثة عند القيم التي تمثل المعادلة السابقة العلاقة بينها .

مثال ٤ : شحذ أحد طرفي قضيب من البلاستيك معامل انكساره 1.5 وصقل على هيئة سطح كروي نصف قطره 2.0cm + . إذا وضع جسم في الهواء على المحور وعلى بعد قدره 12.0cm من الرأس ، فما هو بعد الصورة .

الحل : الكميات المعروفة هي  $n = 1.0, n' = 1.50, r = +2.0 \text{ cm}, s = +12.0 \text{ cm}$ .

والكمية المجهولة هي  $s'$  . بالتعويض المباشر واستخدام المعادلة ( ٣ - ١٥ ) نحصل على:

$$\frac{f}{n} = \frac{r}{n' - n} = \frac{2.0}{1.5 - 1} = +4.0 \quad \text{و} \quad \frac{s}{n} = \frac{12}{1} = +12.0$$

والآن ، إذا وضعت الخافة المستقيمة لمسطرة على القيمتين  $s/n = +12.0$  و  $f/n = +4.0$  فإنها سوف تقطع الخط الثالث في النقطة  $s'/n' = +6.0$  وحيث أن  $n' = 1.50$  فإن  $s'$  تساوى  $6 \times 1.5$  أو  $9.0 \text{ cm}$  .

بقليل من الدراسة لهذا المخطط البياني يتضح لنا أن ينطبق على جميع قيم بعدى الجسم والصورة ، حقيقية كانت أو تخيلية ، وكذلك على جميع الأسطح سواء كانت أنصاف أقطار إنحنائها موحدة أو سالبة . علاوة على ذلك سوف نجد في الفصل الرابع أن من الممكن تطبيق هذا المخطط البياني على جميع العدسات الرقيقة بوضع  $n', n$  مساويين لنوحدة . وفي حالة العدسات الرقيقة تمثل المحاور الثلاثة الكميات  $s, s', f$  مباشرة ، وبذلك تصبح الحسابات غير ضرورية .

## مسائل

١ - ٣ شحذ الطرف الأيسر لقصيب زجاجي طويل معامل انكساره 1.6350 وصقل على هيئة سطح كروي محدب نصف قطره 2.50cm . وضع جسم صغير في الهواء على المحور وعلى بعد قدره 9.0cm من الرأس . أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي ، (ب) قوة السطح ، (ج) بعد الصورة ، (د) التكبير الجانبي .  
الجواب : (a) + 3.937 and + 6.43 cm, (b) + 25.40 D, (c) + 11.44 cm, (d) - 0.777

٢ - ٣ حل المسألة ١ - ٣ تخطيطيا . (أ) أوجد بعد الصورة بطريقة الشعاع المائل الأولى . (ب) أوجد الحجم النسبي للصورة بطريقة الشعاع الموازي .

٣ - ٣ شحذ الطرف الأيسر لقصيب طويل من البلاستيك معامل انكساره 1.230 وصقل على هيئة سطح كروي محدب نصف قطره 2.650 وضع جسم طوله 250 cm في الهواء على المحور وعلى بعد قدره 16.0cm من الرأس . أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي ، (ب) قوة السطح (ج) بعد الصورة ، (د) حجم الصورة .

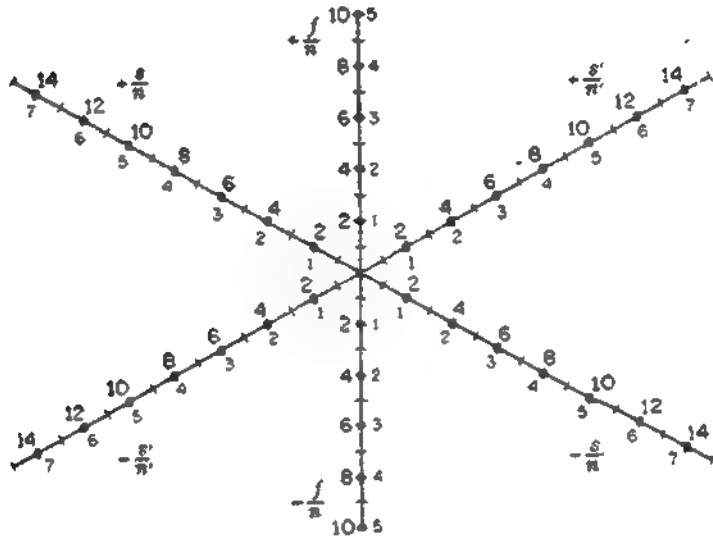
٤ - ٣ حل المسألة ٣ - ٣ تخطيطيا . (أ) أوجد بعد الصورة بطريقة الشعاع المائل الأولى . (ب) أوجد حجم الصورة بطريقة الشعاع الموازي .

٥ - ٣ حوص مائي طرفه الأيسر على هيئة سطح كروي شفاف نصف قطره 2.0cm . وضع جسم صغير طوله 2.5cm في الهواء على المحور وعلى بعد قدره 10.0cm من الرأس . أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي ، (ب) قوة السطح ، (ج) بعد الصورة ، (د) حجم الصورة ، افترض أن معامل انكسار الماء 1.3330

الجواب : (أ) 6.01 cm ، - 8.01 cm ، (ب) 16.65 D ، - ، (ج) 5.0 cm ، (د) +0.938

٣ - ٦ حل المسألة ٣ - ٥ تخطيطيا . (أ) أوجد بعد الصورة بطريقة الشعاع المائل الأولى .  
(ب) أوجد حجم الصورة بطريقة الشعاع الموازي .

٣ - ٧ شحذ الطرف الأيسر لقضيب طويل من البلاستيك معامل انكساره 1.480 وصقل على شكل سطح كروي نصف قطره 2.60cm . وضع جسم طوله 2.50 في الهواء على المحور وعلى بعد قدره 12.0 cm من الرأس . أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والتانوى ، (ب) قوة السطح ، (ج) بعد الصورة ، (د) حجم الصورة .



شكل ٣ - ١٢ مخطط يان (نوموجراف) لتعيين بعد الجسم أو الصورة لسطح كروي واحد أو عدسة رقيقة .

٣ - ٨ حل المسألة ٣ - ٧ تخطيطيا . (أ) أوجد بعد الصورة بطريقة الشعاع المائل الأولى .  
(ب) أوجد حجم الصورة بطريقة الشعاع الموازي .

٣ - ٩ صقل الطرف الأيسر لقضيب زجاجي طويل معامل انكساره 1.620 على هيئة سطح محدب نصف قطره 1.20cm + ثم غمر في ماء معامل انكساره 1.3330 وضع جسم طوله 2.50cm في الماء أمام الرأس وعلى بعد قدره 10.0cm منه . احسب : (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والتانوى ، (ب) قوة السطح ، (ج) بعد الصورة ، (د) حجم الصورة .

الجواب : (أ)  $+5.57 \text{ cm}$ ,  $+6.77 \text{ cm}$  , (ب)  $23.91$  , (ج)  $15.31 \text{ cm}$  ,  
(د)  $-3.150 \text{ cm}$

٣ - ١٠ حل المسألة ٣ - ٩ تخطيطيا . (أ) أوجد بعد الصورة بطريقة الشعاع المائل الثانية .  
(ب) أوجد حجم الصورة بطريقة الشعاع الموازي .

٣ - ١١ قصب زجاجي طوله  $2.50 \text{ cm}$  ومعامل انكساره  $1.70$  لديه طرفين مصقولين على هيئة سطحين كرويين نصفى قطريهما  $r_1 = +2.80 \text{ cm}$ ,  $r_2 = -2.80 \text{ cm}$  وضع جسم طوله  $2.0 \text{ cm}$  على المحور على بعد قدره  $8.0 \text{ cm}$  من الرأس الأول . أوجد (أ) البعدين الوريين الأساسى والثانوى لكل من السطحين ، (ب) بعد الصورة بالنسبة للسطح الأول ، (ج) بعد الجسم بالنسبة للسطح الثانى ، (د) بعد الصورة النهائية عن الرأس الثانى .

٣ - ١٢ حل المسألة ٣ - ١١ تخطيطيا بعد حساب إجابة الجزء (أ) .

٣ - ١٣ سقطت حزمة صوتية متوازية على بلية من البلاستيك الشفاف فطرها  $2.5 \text{ cm}$  ومعامل انكسارها  $1.440$  فى أى نقطة خلف البلية تتجمع هذه الأشعة فى بؤرة ؟  
الجواب :

٣ - ١٤ حل المسألة ٣ - ١٣ تخطيطيا بالطريقة الموضحة فى الشكل ٣ - ٩ .

٣ - ١٥ غمرت بلية من الكريستال الصافى معامل انكسارها  $1.720$  ونصف فطرها  $1.50 \text{ cm}$  فى سائل شفاف معامل انكساره  $1.360$  . إذا سمح لحزمة ضوئية متوازية فى السائل بالسقوط على البلية ، ففى أى نقطة فى الجانب الآخر منها يتجمع الضوء فى بؤرة ؟

٣ - ١٦ حل المسألة ٣ - ١٥ تخطيطيا بالطريقة الموضحة فى الشكل ٣ - ٩ .

٣ - ١٧ خلية محوطة من الزجاج مصنوعة فى صورة عدسة مساوية التفرع ، وكان نصفها قطرى السطحين  $1.65 \text{ cm}$  والمسافة بين الرأسين  $1.850 \text{ cm}$  . وصمت هذه الخلية فى ماء معامل انكساره  $1.3330$  أحسب (أ) البعد البؤرى لكل سطح ، (ب) قوة كل سطح .  
الجواب :

$$(أ) f_1 = +6.60 \text{ cm}, f_1' = +4.95 \text{ cm}, f_2 = +4.95 \text{ cm}, f_2' = +6.60 \text{ cm}$$

$$(ب) P_1 = +20.18 \text{ D}, P_2 = +20.18 \text{ D}$$

٣ - ١٨ صقل طرف قصب زجاجي معامل انكساره  $1.560$  على هيئة سطح كروى نصف قطره  $2.650 \text{ cm}$  . أوجد قوته عندما يوضع (أ) فى الهواء ، (ب) فى ماء معامل انكساره  $1.3330$  ، (ج) فى زيت معامل انكساره  $1.480$  (د) فى سائل عصى معامل انكساره  $1.780$  .



## الفصل الرابع

### العدسات الرقيقة

لقد أعطينا في الشكل ٣ - ١ رسوما تخطيطية لبعض العدسات الرقيقة القياسية تبين حقيقة أن معظم العدسات لها أسطح كروية الشكل . هذه الأسطح بعضها محدب وبعضها الآخر مقعر ؛ هذا بالإضافة إلى الأسطح المستوية . وعندما يمر الضوء خلال أى عدسة فإن انكساره على كل من سطحها يساهم في خواص العدسة فيما يتعلق بتشكيل الصورة ، وهذا طبقا للمبادئ التى أرسيناها في الفصل الثالث . ويجدر بنا أن نذكر هنا أن لكل من سطحى العدسة بعدين بؤريين أحدهما أساسى والآخر ثانوى . مستويين بؤريين أحدهما أساسى والآخر ثانوى ، بالإضافة إلى ذلك فإن للعدسة ككل سطحين بؤريين ومستويين بؤريين .

ويمكن تعريف العدسة الرقيقة بأنها تلك العدسة التى يعتبر سمكها صغيرا بالمقارنة بالمسافات والأبعاد المرتبطة عموما بخواصها البصرية ، كنصف قطر انحناء السطحين . العددين البؤريين الأساسى والثانوى ، وبعدى الجسم والصورة مثلا .

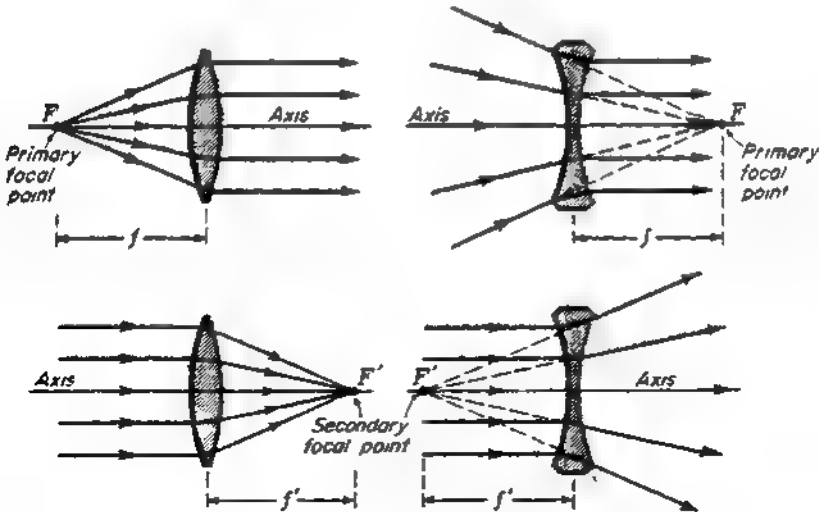
#### ٤ - ١ النقط البؤرية والأبعاد البؤرية

يوضح الشكل ٤ - ١ انكسار الضوء فى عدسة متساوية التحدب وأخرى متساوية المقعر ، والمحور فى كل حالة هو الخط المستقيم المار بالمركز الهندسى للعدسة ولعمودى المحاور . وحدهما عدت نقطتي التقاطع . وفى حالة العدسات الكروية يصل هذا الخط بين . نرى انحناء السطحين . والنقطة البؤرية الأساسية F هى نقطة محورية تتناز بخاصية أن أى شعاع صادر منها أو متجه نحوها يسير بعد الانكسار موازيا للمحور .

لكل عدسة رقيقة موجودة فى الهواء نقطتان بؤريتان تقع كل منهما على أحد جانبي العدسة وعلى نفس المسافة من المركز . ويمكننا التأكد من ذلك فى حالة العدسة البؤرية

التحديب أو العدسة متساوية التفرع ، ولكن هذا صحيح أيضاً للأشكال الأخرى من العدسات بشرط اعتبارها عدسات رقيقة . كذلك فإن النقطة البؤرية الثانوية  $F'$  هي نقطة محورية تمتاز بخاصية أن أى شعاع ساقط موازياً للمحور سوف يتجه بعد الانكسار تجاه  $F'$  أو يبدو كما لو كان صادراً منها ، هذا وقد أعطى الرسمان التخطيطيان السفليان في الشكل ٤ - ١ بغرض إيضاح هذا التعريف . وكما في حالة السطح الكروي الواحد ( انظر الفصل الثالث ) ، يسمى المستوى العمودي على المحور والمار بالنقطة البؤرية بالمستوى البؤري . ويوضح الشكل ٤ - ٢ معنى المستوى البؤري في حالة عدسة مجمعة . فإذا سقطت حزمة من الأشعة المتوازية صانعة زاوية  $\theta$  مع المحور فإنها سوف تتجمع في بؤرة في النقطة  $Q$  على استقامة الشعاع الرئيسي . ويعرف الشعاع الرئيسي في هذه الحالة بأنه ذلك الشعاع المار بمركز العدسة .

المسافة بين مركز العدسة وأى من نقطتيها البؤريتين هي بعدها البؤري . ويقاس البعدين البؤريين ، ويرمز لهما بالحرفين  $f$  و  $f'$  ، عادة بالاستقيمات أو البوصات ، وهما موجبان للعدسة المجمعة وسالبان للعدسة المفرقة . ويجب أن نلاحظ في الشكل ٤ - ١ أن النقطة البؤرية  $F$  لعدسة مجمعة تقع على الجانب الأيسر منها ، بينما تقع  $F$  في حالة العدسة المفرقة على الجانب الأيمن . وطبقاً لمبدأ انعكاسية الأشعة الضوئية ، إذا وجد نفس الوسط على جانبي العدسة ، فإن :



شكل ٤ - ١ : رسوم تخطيطية توضح النقطتين البؤريتين الأساسية  $F$  والثانوية  $F'$  والبعدين البؤريين الماطرين  $f$  و  $f'$  للعدسات الرقيقة

$$f = f'$$

انتبه جيدا إلى الفرق بين عدسة رقيقة في الهواء ، حيث يكون البعدان البؤريين متساويين ، و سطح كروي واحد ، حيث تكون النسبة بين البعدين البؤريين هي النسبة بين معاملي الانكسار [ انظر المعادلة ( ٣ - ١ ) ] .

## ٤ - ٢ تكوين الصورة

إذا وضع جسم على أحد جانبي عدسة مجمعة وعلى مسافة أكبر من بعدها البؤرى فإن صورته تتكون على الجانب الآخر ( انظر الشكل ٤ - ٣ ) . وإذا حرك الجسم مقتربا من المستوى البؤرى الأساسى فإن صورته تتكون على مسافة أبعد بالنسبة للمستوى البؤرى الثانوى وتصبح أكبر حجما ، أى أنها تُكَبَّر . أما إذا حرك الجسم مبتعدا عن F فإن صورته تقترب من F' وتصبح أصغر حجما .

يوضح شكل ٤ - ٣ أن جميع الأشعة الصادرة من نقطة الجسم Q تتجمع في بؤرة O' فى النقطة Q' . كذلك فإن الأشعة الصادرة من نقطة أخرى M تتجمع في بؤرة M' . ويراعى أن مثل هذه الشروط المثالية والصيغ المعطاة في هذا الفصل صحيحة فقط بالنسبة للأشعة المحورية ، أى الأشعة القريبة من محور العدسة والتي تصنع معه زاوية صغيرة .

## ٤ - ٣ النقط والمستويات المترافقة

بتطبيق مبدأ انعكاسية الأشعة الضوئية على الشكل ٤ - ٣ سيكون Q'M' هو الجسم فيما تكون QM صورته . ومن ثم فإن الجسم والصورة مترافقان ، تماماً كما في حالة السطح الكروي الواحد ( انظر القسم ٣ - ٤ ) . بناء على ذلك يسمى أى زوج مكون من نقطة على الجسم والنقطة المناظرة على الصورة ، مثل M و M' فى الشكل ٤ - ٣ ، نقطتان مترافقتان ، ويسمى المستويان العموديان على المحور والمراد بهاتين النقطتين مستويين مترافقتين .

إذا عدنا البعد البؤرى لعدسة رقيقة وموضع الجسم ، يمكننا تعيين موضع الصورة ثلاث طرق : (١) الانتشار التخطيطى (٢) التجربة ، (٣) استخدام معادلة العدسات .

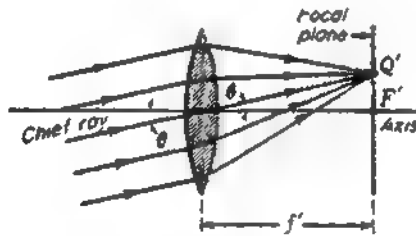
$$\bullet \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (٤ - ١)$$

في هذه المعادلة s هو بعد الجسم و s' بعد الصورة و f البعد البؤرى ، ويراعى أن جميع

المسافات مقاسة بالنسبة لمركز العدسة ، وسوف نقوم بإشتقاق هذه المعادلة في القسم ٤ - ١٤ . لنبدأ أولاً بالطرق التخطيطية .

#### ٤ - ٤ طريقة الشعاع الموازي

طريقة الشعاع الموازي موضحة في الشكل ٤ - ٤ . اعتبر الضوء المنبعث من النقطة الطرفية Q على الجسم . من بين الأشعة المنبعثة من هذه النقطة في اتجاهات مختلفة نجد أن الشعاع الموازي للمحور (QT) سوف يمر ، طبقا لتعريف النقطة البؤرية ، بالنقطة F' بعد الانكسار . أما الشعاع QA المار بمركز العدسة حيث يكون الوجهان متوازيين فإنه لا ينحرف ويلتقى مع الشعاع الآخر في نقطة ما Q' . هذان الشعاعان كافيان لتحديد موضع طرف الجسم Q' ، أما الجزء الباقي من الصورة فإنه يقع في المستوى المترافق المار بهذه النقطة . كذلك فإن جميع الأشعة الأخرى الصادرة من Q' تجاه العدسة سوف تتجمع أيضاً في النقطة Q' . وكإختار لصحة ذلك يمكننا أن نلاحظ أن الشعاع QF الذي يمر بالنقطة البؤرية الأساسية سوف ينعكس ، طبقا لتعريف F ، موازيا للمحور ليلتقى مع الأشعة المنكسرة الأخرى في Q كما هي موضح في الشكل . هذا وتبين الأرقام 1,2,3 .. إلخ في الشكل ٤ - ٤ الترتيب الذي ترسم به الخطوط عادة .



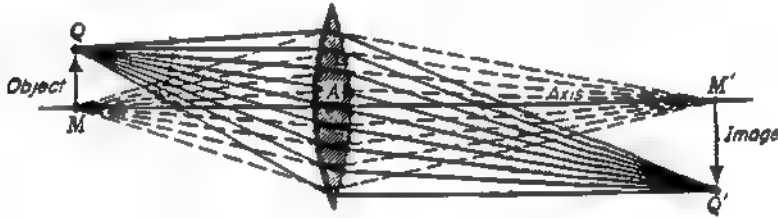
شكل ٤ - ٤ . رسم تخطيطي يوضح كيف تتجمع الأشعة المتوازية في بؤرة على المستوى البؤري الثاني .  
عدسة رقيقة .

#### ٤ - ٥ طريقة الشعاع المائل

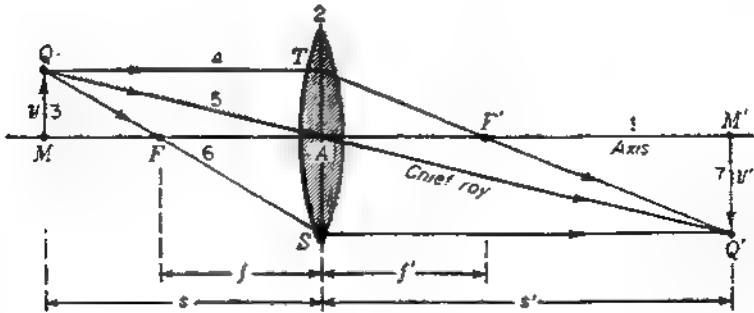
لنفرض أن MT في الشكل ٤ - ٥ يمثل شعاعا ساقطا على العدسة من الخارج الأيسر . هذا الشعاع ينكسر في الاتجاه TX ويقطع المحور في M' . والنقطة X ها م .

نقطة تقاطع المستوى البؤري الثانوى  $F'W$  مع الخط المتقطع  $RR'$  المرسوم موزيا للخط  $MT$  ومارا بمركز العدسة ..

ومرة ثانية نوه إلى أن الأرقام 1, 2, 3, .. إلخ تبين ترتيب خطوات تنفيذ المخطط الانشائي ، ويمكن فهم المبدأ الذى تنبنى عليه هذه الطريقة بالرجوع إلى الشكل ٤ - ٢ . من المعروف أن الأشعة المتوازية الساقطة على العدسة تتجمع دائماً في بؤرة في المستوى البؤري ، أما الشعاع الوحيد الذى لا ينحرف فإنه الشعاع المار بمركز العدسة . إذن ، إذا كان لدينا بالفعل أشعة متفرقة من النقطة  $M$  ، كما في الشكل ٤ - ٥ ، يمكننا إيجاد اتجاه أى شعاع منها بعد مروره خلال العدسة بأن نجعله يتقاطع مع الخط الموازى له  $RR'$  في نقطة  $A$  في المستوى البؤري . هذا الإنشاء يحدد موضع  $X$  وموضع الصورة  $M'$  . لاحظ أن  $RR'$  ليس شعاعاً حقيقياً في هذه الحالة، ولكنه يعامل بهذا الشكل كطريقة لإيجاد موضع  $X$  .



شكل ٤ - ٣ : تكوين الصورة بواسطة عدسة رقيقة مثالية . جميع الأشعة المنبعثة من النقطة  $Q$  على الجسم ، المارة خلال العدسة ، تنكسر وتتجمع في النقطة  $Q'$  على الصورة .



شكل ٤ - ٤ : طريقة الشعاع الموازى لتحديد موضع الصورة التى تكونها عدسة رقيقة .

## ٤ - ٦ استخدام معادلة العدسات

لتوضيح كيفية تطبيق المعادلة ( ٤ - ١ ) لإيجاد موضع الصورة ، نختار مثالا تكون فيه جميع الكميات الموجودة بالمعادلة موجبة الاشارة . افترض أن الجسم يوجد على بعد 6.0 cm أمام عدسة موجبة بعدها البؤرى 4.0 cm . الكميات المعلومة هي  $f = +4.0 \text{ cm}$ ,  $s = +6.0 \text{ cm}$  ؛ والكمية المجهولة هي  $s'$  كخطوة أولى لإيجاد  $s'$  نكتب المعادلة ( ٤ - ١ ) في الصورة :

$$s' = \frac{s \times f}{s - f} \quad ( ٤ - ٢ )$$

بالتعويض المباشر في هذه المعادلة عن الكميات المعلومة نجد أن :

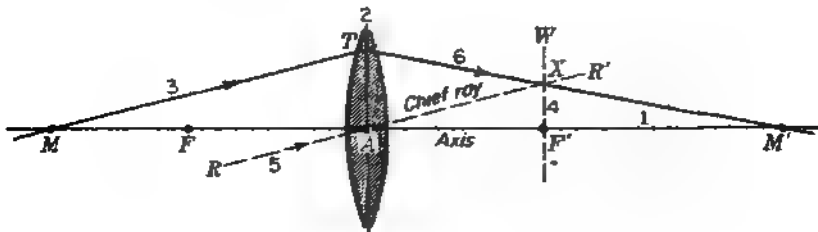
$$s' = \frac{(+6) \times (+4)}{(+6) - (+4)} = +12.0 \text{ cm}$$

إذن ، الصورة تتكون على بعد 12.0 cm من العدسة ، وهي صورة حقيقية كما يكون الأمر دائماً عندما يكون بعد الصورة موجبا . وهي صورة مقلوبة في هذه الحالة ، وهو ما يتفق مع الرسم التخطيطي الموضح في الشكل ٤ - ٣ ؛ ويمكن للقارئ أن يتحقق من صحة ذلك بسهولة باستخدام أى من الطريقتين التخطيطيتين السابق ذكرهما .

اصطلاحات الاشارة اللازم اتباعها في معادلات العدسة الرقيقة تماثل تماماً نفس الاصطلاحات المستخدمة في حالة سطح كروي واحد ، والمعطاة في القسم ٣ - ٥ .

## ٤ - ٧ التكبير الجانبي

يمكننا اشتقاق صيغة بسيطة لتكبير الصورة التي تكونها عدسة رقيقة لجسم ما بالاستعانة بهندسة الشكل ٤ - ٤ . واضح من هذا الشكل أن المثلثين القائمين OMA



شكل ٤ - ٥ طريقة الشعاع المائل لصين موضع الصورة التي تكونها عدسة رقيقة تخطيطيا .

٤ - ٤ متشابهان . إذن يتناسب الضلعان المتناظران في المثلثين أحدهما مع الآخر ، أى أن :

$$\frac{M'Q'}{MQ} = \frac{AM'}{AM}$$

حيث  $AM'$  هو بعد الصورة  $s$  و  $AM$  بعد الجسم  $s'$  . فإذا اعتبرنا الاتجاهات إلى أعلى موجبة ، فإن  $MQ' = -M'Q$  ،  $MQ = y$  ؛ لذلك نجد بالتعويض أن  $y'/y = -s'/s$  . إذن التكبير الجانبي هو :

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{s'}{s} \quad ( ٤ - ٣ )$$

وعندما تكون كلتا الكميتين  $s$  و  $s'$  موجبتين ، كما في الشكل ٤ - ٤ ، فإن الإشارة السالبة تعنى أن الصورة مقلوبة .

#### ٤ - ٨ الصور التقديرية

الصورتان المكونتان بالعدستين المجمعيتين في الشكلين ٤ - ٣ و ٤ - ٤ صورتان حقيقتان بمعنى أننا نستطيع رؤيتهما على ستر . والخاصية المميزة لمثل هذه الصور هي أن الأشعة الضوئية المكونة للصورة تتجمع في الواقع في مستوى الصورة . من ناحية أخرى فإن الصورة التقديرية لا يمكن أن تتكون على ستر ( انظر القسم ٣ - ٣ ) ، وفي هذه الحالة لا تتجمع الأشعة الصادرة من نقطة معينة على الجسم في النقطة المناظرة على الصورة ؛ وبدلاً من ذلك يجب مدها على استقامتها إلى الخلف لكي نحد هذه النقطة . عموماً فإن العدسات المجمعة يمكنها تكوين صور تقديرية إذا كان الجسم موجوداً بين النقطة البؤرية والعدسة ، كما أن العدسات المفرقة تكون صوراً تقديرية عندما يكون الجسم موجوداً في أى موضع ؛ هذا ويوضح الشكلان ٤ - ٦ و ٤ - ٧ أمثلة لذلك .

يمثل الشكل ٤ - ٦ الإنشاء التخطيطي بطريقة الشعاع الموازي لعدسة موجبة سنحده كمكبر أو عدسة قراءة . ونرى في الشكل أن الأشعة المنعكسة من  $Q$  تنكسر بواسطة العدسة ، ولكنها لا تنحرف انحرافاً كافياً لكي تتجمع في نقطة . هذه الأشعة تبدو لعين مشاهد في النقطة  $E$  كما لو كانت صادرة من نقطة ما  $Q$  على الجانب الآخر للعدسة ، وهذه النقطة هي صورة تقديرية لأن الأشعة لا تمر بالنقطة  $Q$  في الحقيقة ، لكنها تبدو فقط كما لو كانت آتية منها . هنا تكون الصورة معتدلة ومكبرة . وفي الإنشاء التخطيطي لهذا الشكل ينكسر الشعاع الموازي للمحور  $QT$  يمر بالنقطة  $F$  ، بينما لا يعانى الشعاع  $QA$  المار بمركز العدسة أى انحراف . يمد هذين الشعاعين إلى الخلف

نُحَدُّهُمَا يَتَقَاطِعَانِ فِي  $Q'$  . أَمَّا الشَّعَاعُ الثَّالِثُ  $QS$  الَّذِي يَبْلُغُ كَمَا لَوْ كَانَ آتِيًا مِنْ  $F$  فَإِنَّهُ يَخْطَأُ الْعَدْسَةَ فِي الْوَاقِعِ ، وَلَكِنْ إِذَا كَانَتِ الْعَدْسَةُ كَبِيرَةً فَإِنَّ هَذَا الشَّعَاعَ سَيَنْكَسِرُ مُوَزَّجًا لِلْمَحْوَرِّ كَمَا هُوَ مَبِينٌ . وَعِنْدَ مَدِّ هَذَا الشَّعَاعِ عَلَى اسْتِقَامَتِهِ إِلَى الْخَلْفِ نَجِدُ أَنَّهُ يَتَقَاطِعُ مَعَ امْتِدَادَاتِ الْأَشْعَةِ الْأُخْرَى فِي  $Q'$  أَيْضًا .

مثال : وَضَعَ جِسْمٌ عَلَى بَعْدِ  $6.0 \text{ cm}$  أَمَامَ عَدْسَةٍ بَعْدَهَا الْبُورَى  $+10.0 \text{ cm}$  ، فَأَيُّ تَتَكُونُ الصُّورَةُ ؟

الحل : الْكِمِّيَّاتُ الْمَعْلُومَةُ هِيَ  $s = +6.0 \text{ cm}$  وَ  $f = +10.0 \text{ cm}$  ، وَالْكِمِّيَّاتُ الْمَجْهُولَةُ هِيَ  $m$  وَ  $s'$  . بِالتَّعْوِيزِ الْمُبَاشَرِ فِي الْمَعَادِلَةِ ( ٤ - ٢ ) نَحْصِلُ عَلَى :

$$s' = \frac{(+6) \times (+10)}{(+6) - (+10)} = \frac{+60}{-4} = -15.0 \text{ cm}$$

الْإِشَارَةُ السَّالِبَةُ تَبِينُ أَنَّ الصُّورَةَ تَقَعُ عَلَى الْجَانِبِ الْأَيْسَرِ مِنَ الْعَدْسَةِ ، وَمِثْلُ هَذِهِ الصُّورَةِ تَكُونُ دَائِمًا تَقْدِيرِيَّةً . وَلِلْحَصُولِ عَلَى التَّكْبِيرِ نَسْتَخْدِمُ الْمَعَادِلَةَ ( ٤ - ٣ ) :

$$m = -\frac{s'}{s} = -\frac{-15}{+6} = +2.50 \times$$

الْإِشَارَةُ الْمُوجِبَةُ تَعْنِي أَنَّ الصُّورَةَ مَعْتَدِلَةٌ .

الْعَدْسَاتُ السَّالِبَةُ كَمِثْلِكَ الْعَدْسَةِ الْمَبِينَةِ فِي الشَّكْلِ ٤ - ٧ تَعْطِي صُورًا تَقْدِيرِيَّةً لِجَمِيعِ مَوَاضِعِ الْجِسْمِ ، وَتَكُونُ الصُّورَةُ أَصْغَرَ مِنَ الْجِسْمِ دَائِمًا وَتَقَعُ أَقْرَبَ مِنَ الْجِسْمِ إِلَى الْعَدْسَةِ . وَكَمَا نَرَى مِنَ الشَّكْلِ ، تَصْبِحُ الْأَشْعَةُ الْمُنْتَرِفَةُ الْمُنْبَعِثَةُ مِنَ الْجِسْمِ أَكْثَرَ تَفَرُّقًا بَعْدَ مَرُورِهَا خِلَالِ الْعَدْسَةِ . هَذِهِ الْأَشْعَةُ تَبْنُو لَعِينٍ مَشَاهِدٍ مَوْجُودٍ فِي النُّقْطَةِ  $E$  كَمَا لَوْ كَانَتِ آتِيَةً مِنَ النُّقْطَةِ  $Q'$  عَلَى الْجَانِبِ الْآخَرِ مِنَ الْعَدْسَةِ ، وَلَكِنْ قَرِيبَةً مِنْهَا . وَعِنْدَ تَطْبِيقِ مَعَادِلَةِ الْعَدْسَاتِ عَلَى عَدْسَةٍ مَفْرَقَةٍ يَجِبُ أَنْ نَتَذَكَّرَ دَائِمًا أَنَّ الْعَدَّ الْبُورَى سَالِبٌ .

مثال : وَضَعَ جِسْمٌ عَلَى بَعْدِ  $12.0 \text{ cm}$  أَمَامَ عَدْسَةٍ مَفْرَقَةٍ بَعْدَهَا الْبُورَى  $6.0 \text{ cm}$  . أَوْجِدْ مَوْضِعَ الصُّورَةِ .

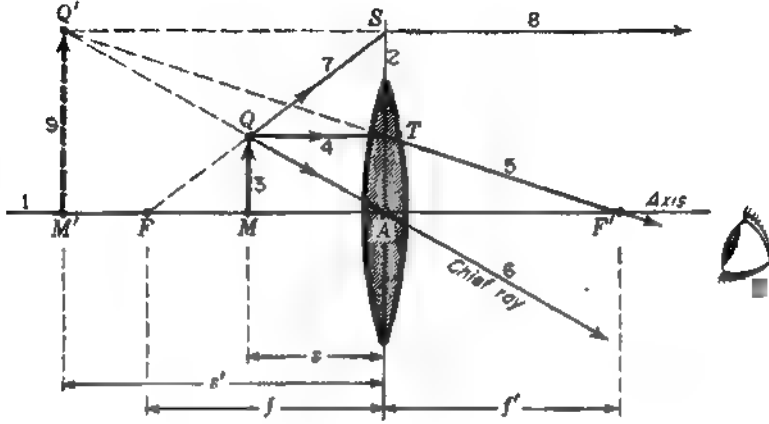
الحل : الْكِمِّيَّاتُ الْمَعْلُومَةُ هِيَ  $s = +12.0 \text{ cm}$  وَ  $f = -6.0 \text{ cm}$  ، وَالْكِمِّيَّاتُ الْمَجْهُولَةُ هِيَ  $m$  وَ  $s'$  . بِالتَّعْوِيزِ الْمُبَاشَرِ فِي الْمَعَادِلَةِ ( ٤ - ٢ ) نَحْصِلُ عَلَى :

$$s' = \frac{(+12) \times (-6)}{(+12) - (-6)} = \frac{-72}{+18}$$

وَمِنْهُ  $s' = -4.0 \text{ cm}$  . وَلَا يَجِبُ إِحْصَاءُ حَجْمِ الْجِسْمِ نَعْوِضَ فِي الْمَعَادِلَةِ ( ٤ - ٣ ) :

$$m = -\frac{s'}{s} = -\frac{-4}{12} = +\frac{1}{3} \times$$

إذن ، الصورة تقع على الجانب الأيسر من العدسة ، وهى صورة تقديرية معتدلة حجمها ثلث حجم الجسم .



شكل ١٢ - ٩ : طريقة الشماع الموازى لإيجاد موضع الصورة التقديرية التى تكونها عدسة موجبة تحطبطها .  
خمس موحود بين النقطة البؤرية الأساسية والعدسة .

#### ٩ - ٤ معادلة صانعى العدسات

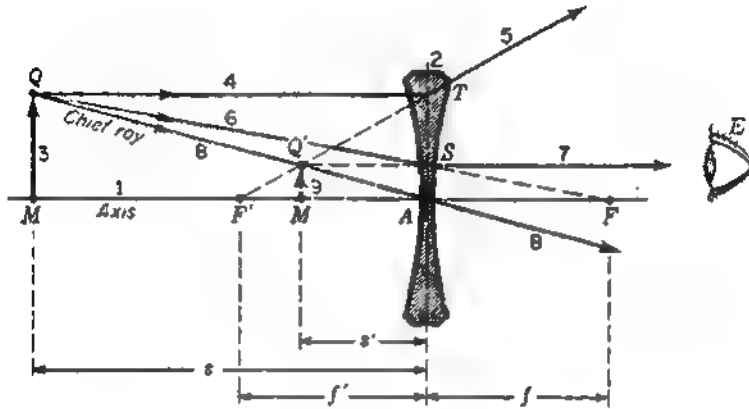
إذا أريد تشكيل عدسة ببعء بؤرى معين لابد أن يكون معامل انكسار الزجاج معلوماً . وعادة يعتبر صانعو زجاج البصريات أن معامل الانكسار هو معامل انكسار الزجاج لضوء الصوديوم الأصفر ، أى للخط D . وبفرض أن هذا المعامل معلوم ، يجب اختيار نصفي قطري الانحناء بحيث تتحقق المعادلة التالية :

$$( ٤ - ٤ ) \quad \frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

وتمرور الأشعة خلال العدسة من اليسار إلى اليمين ، تؤخذ أنصاف أقطار جميع الأسطح محدبة موجبة ، وأنصاف أقطار جميع الأسطح المقعرة سالبة . وبالنسبة لعدسة متساوية التحدب ، كالعدسة الموضحة فى الشكل ٣ - ١ (أ) ، يكون  $r_1$  موجبا للأسطح الأول ، ويكون  $r_2$  سالبا للأسطح الثانى . بالتعويض عن قيمة  $1/f$  من المعادلة ( ٤ - ١ ) ، يمكننا أن نكتب :

$$( ٥ - ٤ ) \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

مثال ٣ : يراد صناعة عدسة محدبة مستوية بعدها البؤري 25.0 cm [ شكل ٣ - ١ ]  
 (ب) [ من زجاج معامل انكسار  $n=1.520$  . أحسب نصف قطر انحناء أدوات الشد والصقل الواجب استخدامها لصناعة هذه العدسة .



شكل ٤ - ٧ : طريقة الشعاع الموازي لتحديد موضع الصورة الظاهرية التي تكونها عدسة سالبة مخططة .

الحل : حيث إن أحد سطحي العدسة المستوية هو سطح مستوي ، إذن نصف قطر انحناء هذا السطح يساوي ما لا نهاية ، وبذلك يمكننا أن نضع  $r_1 = \infty$  في المعادلة ( ٤ - ٤ ) . ومن ثم فإن نصف قطر انحناء السطح الثاني  $r_2$  هو المجهول الوحيد . بالتعويض عن الكميات المعروفة في المعادلة ( ٤ - ٤ ) نجد أن :

$$\frac{1}{s'} = (1.520 - 1) \left( \frac{1}{\infty} - \frac{1}{r_2} \right)$$

بالنقل والحل بالنسبة إلى  $r_2$  ، نجد أن :

$$\frac{1}{s'} = 0.520 \left( 0 - \frac{1}{r_2} \right) = -\frac{0.520}{r_2}$$

$$r_2 = -(25 \times 0.520) = -13.0 \text{ cm}$$

ومنه :

وبتدوير هذه العدسة ، كما في الشكل ، نجد أن  $r_1 = +13.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = \infty$

#### ٤ - ١٠ مجموعات العدسات الرقيقة

من السهل تطبيق الأسس والمبادئ التي تحكم تكون الصورة ، والتي تعرضنا لها في الفصل السابق ، على النظم البصرية التي تتضمن عدستين رقيقتين أو أكثر . اعتبر على

- سبل المثال عدستين مجتمعين تفصلهما مسافة معينة كما هو مبين في الشكل ٤ - ٨ . الجسم في  $Q_1M_1$  في هذه الحالة يوجد على بعد معين  $s_1$  أمام العدسة الأولى ، وتكون صورته  $Q_2M_2$  على بعد معين مجهول  $s_2$  من العدسة الثانية . لايجاد موضع هذه الصورة نطبق أولا الطرق التخطيطية ثم نبين كيف يمكن إيجاده بالحساب وذلك باستخدام صيغة العدسة الرقيقة .

الخطوة الأولى في تطبيق الطريقة التخطيطية هي أن نتجاهل وجود العدسة الثانية ، و نحدد موضع الصورة المكونة بالعدسة الأولى وحدها . بتطبيق طريقة الشعاع الموارى إلى نقطة الجسم  $Q_1$  نرى من الشكل أن العدسة الأولى تكون له صورة حقيقية مقبولة عند  $Q_2$  . هذه الصورة تحدد بمساعدة أى شعاعين من الأشعة الساقطة الثلاثة  $Q_1S_1, Q_1S_2, Q_1S_3$  . نتحدد أن يتحدد موضع  $Q_2$  فإن هذا يعنى أن جميع الأشعة الصادرة من  $Q_1$  سوف يسقط ، بعد انكسارها خلال العدسة الأولى إلى  $Q_2$  . باستخدام هذه الحقيقة يمكننا رسم شعاع رابع وذلك برسم الخط  $Q_2O$  من  $Q_2$  إلى  $A_2$  ثم  $W$  . بعدئذ يرسم الخط  $10$  مواصلا بالنقطة  $Q_1$  .

الخطوة الثانية هي أن نتخيل وجود العدسة في موضعها ثم نقوم بإجراء التغييرات اللازمة . حيث إننا نرى أن الشعاع  $9$  يمر بمركز العدسة  $2$  فإنه يخرج منها بدون انحراف من اتجاهه السابق . وحيث إن الشعاع  $7$  بين العدستين موازى للمحور فإنه سوف يمر عند إنكساره في العدسة الثانية بنقطتها البؤرية  $F_2$  . وهكذا فإن تقاطع الشعاعين  $11, 9$  يحدد موضع نقطة الصورة النهائية  $Q_2$  . كذلك فإن  $Q_1$  و  $Q_2$  هما نقطتان مترافقتان لعدسة الأولى ، كما أن  $Q_2$  و  $Q_3$  هما نقطتين مترافقتان للعدسة الثانية ، أما  $Q_1$  و  $Q_2$  فإنهما نقطتين مترافقتين لمجموعة العدسات . وبعد رسم الصور  $Q_1M_1$  في الشكل ٨ ، حدد أزواج النقط المترافقة على المحور وهي  $M_1$  و  $M_2$  و  $M_3$  و  $M_4$  و  $M_5$  و  $M_6$  .

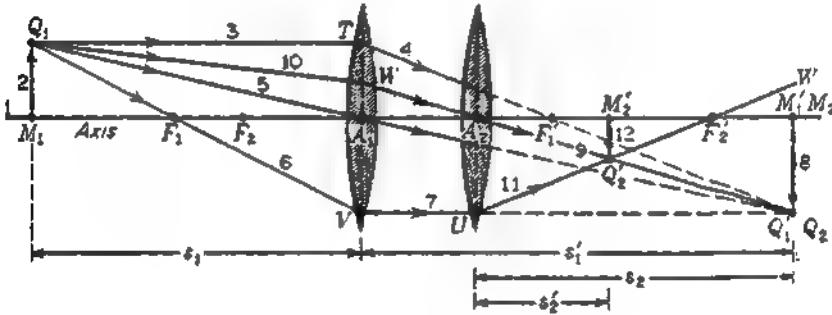
بعد تطبيق الشعاع المائل الموضحة في الشكل ٤ - ٥ على نفس العدستين سوف يصل على الشكل ٤ - ٩ . لتحقيق ذلك يرسم شعاع واحد من نقطة  $M_1$  على الجسم . انقطة  $M_2$  على الصورة النهائية ، وترسم الخطوط بالترتيب الموضح في الشكل ٩ . عند رسم الخط  $6$  مارا بالنقطة  $A_1$  وموازيا للشعاع  $4$  لتحديد النقطة  $R_1$  ؛ ويرسم الخط  $١١$  مارا بالنقطة  $A_2$  وموازيا للشعاع  $7$  لتحديد موضع النقطة  $R_2$  . هذا الإجراء الحيطى يعطى نفس النقطة المترافقة على طول المحور . لاحظ أن المحور نفسه يعتبر ثلاثة شعاع ضوئى ثانى في عملية تحديد موضع نقطة الصورة  $M_2$  .

كإختبار للحلول التخطيطية يمكننا أن نعطي البعدين البؤريين للعدستين قيمتين محددين ثم نطبق معادلة العدسة الرقيقة لإيجاد الصورة . افترض أن البعدين البؤريين للعدستين هما  $+3\text{ cm}$  و  $+4\text{ cm}$  على الترتيب وأن العدستين تبعدان إحداهما عن الأخرى مسافة قدرها  $2\text{ cm}$  وأن الجسم يقع على بعد قدره  $4\text{ cm}$  أمام العدسة الأولى .

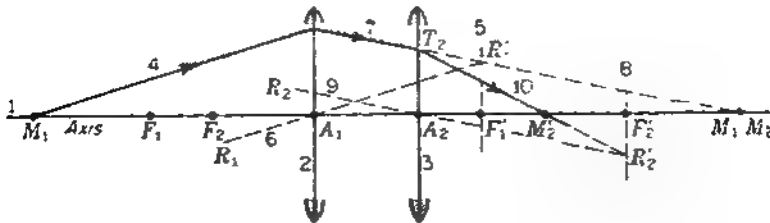
بدأ الحل بتطبيق المعادلة ( ٤ - ٢ ) على العدسة فقط . الكميتان المعومتان اللازم التعويض عنهما في المعادلة هما  $s_1 = +4\text{ cm}$  ،  $f_1 = +3\text{ cm}$  .

$$s_1 = \frac{s_1 \times f_1}{s_1 - f_1} = \frac{(+4) \times (+3)}{(+4) - (+3)} = +12\text{ cm}$$

ومن ثم فإن الصورة التي تكونها العدسة الأولى وحدها هي صورة حقيقية وتقع على بعد  $12.0\text{ cm}$  يمين  $A_1$  . هذه الصورة تصبح حسما بالنسبة للعدسة الثانية ، وحيث إنها تبعد مسافة قدرها  $10.0\text{ cm}$  فقط عن  $A_2$  فإن بعد الجسم  $s_2$  يصبح  $10.0\text{ cm}$  - الإشارة السالبة ضرورية هنا ، وهي تنتج من أن بعد الجسم يقاس في هذه الحالة يمين العدسة .



شكل ٤ - ٨ . طريقة الشعاع الموازي لإيجاد موضع الصورة المكونة بعدستين رقيقتين تخطيطيا .



شكل ٤ - ٩ . طريقة الشعاع المائل لإيجاد موضع الصورة المكونة بعدستين رقيقتين تخطيطيا .

بذن . نقول إن الصورة المكونة بالعدسة الأولى تصحح حسماً بالنسبة للعدسة الثانية .  
حيث إن الأشعة متجمعة تجاه الصورة التي تكونها العدسة الأولى فإن الجسم بالنسبة  
للعدسة الثانية يكون جسماً تقديرياً ، ولذلك فإن بعده يكون سالباً . وبتطبيق معادلة  
العدسات [ المعادلة ( ٤ - ٢ ) ] على العدسة الثانية ووضع  $s_2 = -10.0$  cm ،  $f_2 = +4.0$  cm ،  
يُحد أن : cm

$$s'_2 = \frac{(-10) \times (+4)}{(-10) - (+4)} = +2.86 \text{ cm}$$

بذن الصورة النهائية تقع على بعد 2.86 cm إلى اليمين من العدسة 2 وهى صورة حقيقية .

#### ٤ - ١١ فراغ الجسم وفراغ الصورة

لكل موضع للجسم هناك موضع مناظر للصورة . وحيث إن الصورة قد تكون  
حقيقية أو تخيلية ، كما أنها قد تقع على أى من جانبي العدسة ، فإن فراغ الصورة يمتد  
من مالا نهاية في أحد الاتجاهين إلى مالا نهاية في الاتجاه الآخر . وحيث إن نقط الجسم  
، الصورة مترافقة ، فإن هذا صحيح بالنسبة لفراغ الجسم . ونظر للتراكب والتداخل  
النام لذين الفراغين فإن المرء قد يعجب كيف يحوى التمييز بين فراغ الجسم وفراغ  
الصورة . هذا يتم بتعريف كل ما يتعلق بالأشعة قبل مرورها خلال النظام الكاسر  
، باعتباره منتبهاً إلى فراغ الجسم وكل ما يتعلق بالأشعة بعد ذلك باعتباره منتبهاً إلى فراغ  
الصورة . بالرجوع إلى الشكل ٤ - ٨ نرى أن الجسم  $Q_1$  والأشعة  $Q_1A_1Q_1V$  و  $Q_1TQ_1A_1Q_1V$   
جميعها في فراغ الجسم بالنسبة للعدسة الأولى . وبمجرد أن تترك هذه الأشعة تلك  
العدسة فإنها تصح في مجال الصورة للعدسة الأولى ، وكذلك الصورة  $Q_2$  . هذا الفراغ  
هو أيضاً فراغ الجسم بالنسبة للعدسة الثانية . وبمجرد أن تترك الأشعة العدسة الثانية  
فإنها تصح في فراغ الصورة بالنسبة للعدسة الثانية ، وكذلك الصور  $Q_2$  .

#### ٤ - ١٢ قوة العدسة الرقيقة

إن مفهوم قوة العدسة وقياسه يناظران ما استخدمناه في معالحة الاقتراب اعتزل وقوة  
صح واحد في القسم ٣ - ٩ . وهكذا فإن قوة العدسة الرقيقة بالدبوتيرات تعطى  
بملوب البعد البؤرى بالأمتار :

$$P = \frac{1}{f} \quad \text{diopeters} = \frac{1}{\text{focal length, m}} \quad \bullet$$

مثلاً ، إذا كان البعد البؤرى لعدسة ما هو +50.0 cm فإن قوتها تكون

$1/0.50 \text{ m} = +2D$  (  $P = +2.0 D$  ) ، أما إذا كان بعدها البؤرى  $20.0 \text{ cm}$  فإن قوتها تكون  $1/0.20 \text{ cm} = -5D$  (  $P = 5.0 d$  ) .. إلخ . بناء على ذلك نقول إن قوى العدسات المجمعة موجبة وقوى العدسات المفرقة سالبة .

باستخدام معادلة صانعي العدسات [ المعادلة ( ٤ - ٤ ) ] يمكننا أن نكتب :

$$P = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad ( ٤ - ٧ )$$

حيث  $r_1, r_2$  هما نصف قطر السطحين بالأمتار ،  $n$  معامل انكسار الزجاج .

مثال : عدسة متساوية التحدب معامل انكسارها  $1.60$  ونصف قطر كل من سطحها  $8.0 \text{ cm}$  أوجد قوتها .

الحل : الكميات المعلومة اللازم استخدامها عند تطبيق المعادلة ( ٧ - ٤ ) هي  $r_2 = -0.080 \text{ m}$  ،  $r_1 = 0.080 \text{ m}$  ،  $n = 1.60$  ( انظر شكل العدسة متساوية التحدب في الشكل ٣ - ١ ) .

$$P = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = (1.60 - 1) \left( \frac{1}{0.080} - \frac{1}{-0.080} \right) = 0.60 \frac{2}{0.080} = +15.0 D$$

تصنع عدسات النظارات لأقرب ربيع ديوبتر وبذلك يختصر عدد أدوات الشد . ولصقل في ورش البصريات . علاوة على ذلك يكون جانب العدسة القريب من العين مقعراً دائماً لكي يسمح للرموش بالحركة الحرة ، ولكي تكون العدسة قريبة من العين وعمودية على محورها بقدر الإمكان .

ملحوظة . من الضروري وضع علامة رائد أو علامة ناقص أمام العدد الذي يحاد قوة العدسة على الصورة :  $P = +3.0 D$  ،  $P = 4.5 D$  .. إلخ

#### ٤ - ١٣ العدسات الرقيقة المتلامسة

١٠ - سمعت عدستان . فتمتاز حيث تتلامسان كما هو مبين في الشكل ٤ - ١٠ . فإن المجموعة تعمل كعدسة واحدة ذات نقطتين بؤريتين  $F$  و  $F'$  تقعان في موضع متناهي على حديهما . ويوضح الشكل أن الأشعة المتوازية تسقط على العدسة الأولى  $F_1$  تجاه نقطتها البؤرية الثانوية  $F_2$  . ونتيجة لانكسارها في العدسة الثانية  $F_2$  تجمع الأشعة في  $F'$  وهذه نقطة هي النقطة البؤرية الثانوية للمجموعة ، ويعرف بعدها المركز بالبعد البؤري الثانوي للمجموعة  $F'$  .

وإذا طبقنا الآن المعادلة البسيطة للعدسات ( ٤ - ١ ) على الأشعة عند دخولها العدسة الثانية  $L_2$  وخروجها منها فإننا سنلاحظ أن  $f_1$  هو بعد الجسم بالنسبة للعدسة الثانية وحدها ( ويؤخذ بإشارة سالبة ) و  $f'$  هو بعد الصورة بالنسبة إليها و  $f_2$  هو بعدها البؤرى . وبالتعويض مما سبق عن  $s$  و  $s'$  على الترتيب في المعادلة ( ٤ - ١ ) نحصل على :

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad \text{أو} \quad \frac{1}{-f_1} + \frac{1}{f'} = \frac{1}{f_2}$$

وحيث أننا قد افترضنا أن العدستين في الهواء فإن البعدين البؤريين الأساسيين يساويان لبعدين البؤريين الثانويين المتناظرين ، وبذلك نستطيع حذف الشرط المميزة للرموز وكتابة :

$$( ٤ - ٨ ) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

هنا يعنى بالألفاظ أن البعد البؤرى لمجموعة عدسات رقيقة يساوى مجموع مقلوبات الأبعاد البؤرية للعدسات المنفردة . وحيث أننا نستطيع أن نكتب  $P_2 = 1/f_2$  و  $P = 1/f$  و  $P_1 = 1/f_1$  طبقا للمعادلة ( ٤ - ٦ ) ، إذن يمكننا الحصول على قوة المجموعة كالتالى :

$$( ٤ - ٩ ) \quad P = P_1 + P_2$$

وعنى وجه التعميم ، إذا وضعت مجموعة من العدسات في حالة تلامس فإن قوة المجموعة تساوى مجموع قوى العدسات المنفردة .

#### ٤ - ١٤ اشتقاق معادلة العدسات

يمكن اشتقاق المعادلة ( ٤ - ١ ) ، وهى معادلة العدسات ، بسهولة بالاستعانة بهندسة الشكل ٤ - ٤ . وقد كررت السمات الأساسية لهذا الشكل فى الشكل ٤ - ١١ الذى يوضح شعاعين فقط يمتدان من الجسم وطوله  $s$  إلى الصورة وطولها  $s'$  . نعرض أن  $s$  و  $s'$  هما بعد الجسم والصورة عن مركز العدسة ، وإن  $s$  و  $s'$  هما بعدها عن المقطعين البؤريين  $F$  و  $F'$  .

حيث أن المثلثين  $Q'TS$  و  $F'TA$  متشابهان ، فإننا نحصل من تناسب الأضلاع المتناظرة على العلاقة التالية .

$$\frac{y - y'}{s'} = \frac{y}{f'}$$

لاحظ أننا كتبنا  $y - y'$  بدلا من  $y + y'$  لأن  $y'$  سالبة طبقا لاصطلاح الاشارات . ومن تشابه المثلثين QTS وFAS نحصل على :

$$\frac{y - y'}{s} = \frac{-y'}{f}$$

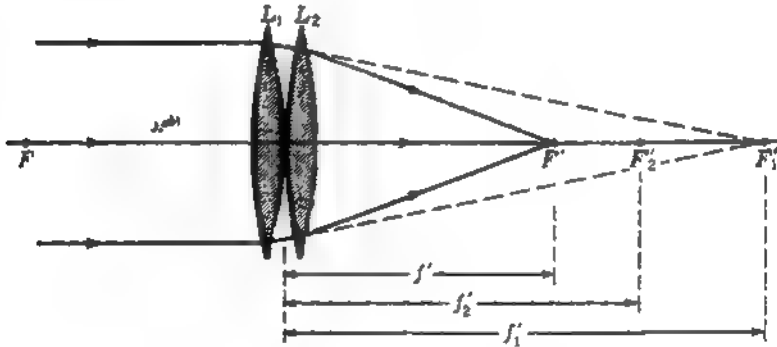
مجموع هاتين المعادلتين هو :

$$\frac{y - y'}{s} + \frac{y - y'}{s'} = \frac{y}{f'} - \frac{y'}{f}$$

وحيث إن  $f' = f$ ، يمكننا توحيد حدى الطرف الأيمن في حد واحد واختصار  $y - y'$  من طرفي المعادلة ، وبذلك نحصل على المعادلة المطلوبة :

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}$$

هذه معادلة صيغة العدسات في الصورة الجاوسية\*



شكل ٤ - ١٠ . قوة مجموعة من العدسات الرقيقة المتلامسة تساوى مجموع قوى العدسات المنفردة

يمكن الحصول على صورة أخرى لمعادلة العدسات ، وهى الصورة النيوتونية ، بطريقة مماثلة من مجموعتين أخريتين من المثلثات المتشابهة وهما المثلثان FAS, QMF من

\* كارل فريدريش جاوس Karl Friedrich gauss ( ١٧٧٧ - ١٨٥٥ ) فيزيائى وفلكى ألمانى عرف أساسا بمساهماته فى النظرية الرياضية للمغناطيسية . وقد كان جاوس ابنا لأسرة فقيرة ، ولكنه تلقى الدعم المالى اللازم لبعده لقدرته الواضحة فى مجال الرياضيات . وفى عام ١٨٤١ نشر أول معالجة عامة لنظرية العدسات من الرتبة الأولى فى أعماله المشهورة الآن "Dioptrische Untersuchungen"

ناحية والمثلثان  $F'M'Q', TAF'$  من ناحية أخرى . من هذا نجد أن :

$$(١٠ - ٤) \quad \frac{-1}{x'} = \frac{y}{f} \quad \text{و} \quad \frac{y}{x} = \frac{-y'}{f}$$

نضرب إحدى هاتين المعادلتين في الأخرى نحصل على :

$$xx' = f^2$$

في الصورة الجالوسية يقاس بعد الجسم من العدسة ، بينما في الصورة النيوتونية يقاس بعد الجسم من النقطة البؤرية . ويكون بعد الجسم (  $s$  أو  $x$  ) موجبا إذا وقع الجسم على الجانب الأيسر من نقطة المرجعية (  $A$  أو  $F$  على الترتيب ) ، بينما يكون بعد الصورة (  $s'$  أو  $x'$  ) موجبا إذا وقعت الصورة على الجانب الأيمن من نقطتها المرجعية (  $A$  أو  $F$  ) على الترتيب .

التكبير الجانبي المعطى بالمعادلة ( ٤ - ٣ ) يناظر الصيغة الجالوسية . وإذا قيست المسافات من النقطة البؤرية فإننا يجب أن نستخدم الصيغة النيوتونية التي يمكن الحصول عليها مباشرة من المعادلة ( ٤ - ١٠ ) .

$$(١١ - ٤) \quad m = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f}$$

في الحالة العامة يكون الوسط الموجود على أحد جانبي العدسة مختلفا عن الوسط الموجود على الجانب الآخر . وسنبين في القسم التالي أن البعد البؤري الأساسي  $f$  يختلف في هذه الحالة عن البعد البؤري الثانوي  $f'$  وأن نسبة بينهما تساوي النسبة بين معاملي انكسار الوسطين . وحينئذ نتخذ الصيغة النيوتونية للعدسات الصورة التالية :

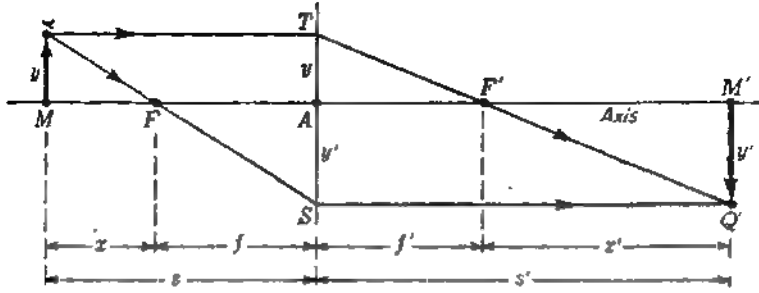
$$xx' = ff'$$

#### ٤ - ١٥ اشتقاق معادلة صانعي العدسات

نشق معادلة صانعي العدسات بالاستعانة بهندسة الشكل ٤ - ١٢ . نفترض أن  $n_1$  و  $n_2$  تمثل معاملات انكسار الأوساط الثلاثة كما هو موضح . وإن مركزا هما البعدان لبؤريان للسطح الأول فقط ، وإن مركزا البعدان البؤريان للسطح الثاني فقط . الشعاع المائل  $MT_1$  يسقط على السطح الأول كما لو كان آتيا من جسم نقطي محوري  $M$  على بعد قدره  $s_1$  من الرأس  $A_1$  . وعند النقطة  $T_1$  ينكسر هذا الشعاع تعا للمعادلة ( ٣ - ٢ ) ويتجه نحو النقطة المترافقة  $M$  :

$$(١٢ - ٤) \quad \frac{n_1}{s_1} + \frac{n_2}{s_1'} = \frac{n_2 - n_1}{r_1}$$

عند الوصول إلى  $T_2$  ينكسر نفس الشعاع في الاتجاه الجديد  $T_2M'$  . وبالنسبة لهذا



شكل ٤ - ١١ العدسة المستخدمة لاشتقاق صيغة العدسة الرقيقة

السطح الثاني يكون  $s_2$  هو بعد الجسم بالنسبة لشعاع الجسم  $T_1T_2$  الذي ينكسر على السطح الثاني ليعطي صورة على بعد  $s_2'$  منه . وبطبيق المعادلة ( ٣ - ٢ ) على هذا السطح الكاسر الثاني نجد أن :

$$( ٤ - ١٣ ) \quad \frac{n'}{s_2'} + \frac{n''}{s_2''} = \frac{n'' - n'}{r_2}$$

إذا افترضنا الآن أن سمك العدسة صغير ومهمل بالمقارنة ببعدى الجسم والصورة سنلاحظ أن بعد الصورة  $s_2'$  بالنسبة للسطح الأول يساوى مقدارا بعد الجسم  $s_2$  بالنسبة للسطح الثاني . وحيث إن  $M'$  جسم تقديري بالنسبة للسطح الثاني فإن إشارة بعد الجسم بالنسبة لهذا السطح تكون سالبة . نتيجة لذلك يمكننا وضع  $s_2 = -s_2'$  وكتابة :

$$\frac{n'}{s_1'} = -\frac{n'}{s_2'}$$

بجمع المعادلتين ( ٤ - ١٢ ) و ( ٤ - ١٣ ) والتعويض عن هذه الكمية نحصل

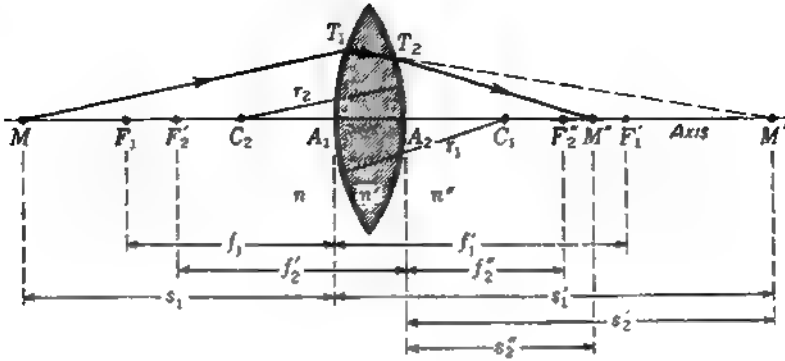
على :

$$( ٤ - ١٤ ) \quad \frac{n}{s_1} + \frac{n''}{s_2''} = \frac{n' - n}{r_1} + \frac{n'' - n'}{r_2}$$

وإذا سمينا الآن  $s_1$  بعد الجسم ورمزنا له بالرمز  $s$  كما في الشكل ٤ - ١٣ ، وسمينا  $s_2''$  بعد الصورة ورمزنا له بالرمز  $s'$  ، يمكننا كتابة المعادلة ( ٤ - ١٤ ) في الصورة .

$$( ٤ - ١٥ ) \quad \frac{n}{s} + \frac{n''}{s'} = \frac{n' - n}{r_1} + \frac{n'' - n'}{r_2}$$

هذه هي المعادلة العامة لعدسة رقيقة ذات وسطين مختلفين على الجانبين . ولمثل هذه الحالات يمكننا اتباع نفس الطريقة المعطاة في القسم ٤ - ٣ وتعريف النقطتين البؤريتين الأساسيتين  $F$  والثانوية  $F'$  والعدين البؤريين المناظرين  $f$  و  $f'$  وذلك بوضع  $s = \infty$   $s' = \infty$  . عند عمل ذلك سنحصل على :



شكل ٤ - ١٢ : لكل من سطحي العدسة الرقيقة فخذ البؤرية وأبعاده البؤرية الخاصة بالإضافة إلى بعدى الصورة والحجم الخاصين .

$$(٤ - ١٦) \quad \frac{n}{f} = \frac{n' - n}{r_1} + \frac{n'' - n'}{r_2} = \frac{n''}{f''}$$

هذا يعنى بالألفاظ أن النسبة بين البعدين البؤريين  $f$  و  $f''$  تساوى النسبة بين معاملي انكسار الوسطين  $n$  و  $n''$  ( انظر الشكل ٤ - ١٣ ) :

$$(٤ - ١٧) \quad \frac{f}{f''} = \frac{n}{n''}$$

وإذا كان الوسط واحدا على كلا جانبي العدسة ، أي  $n = n''$  ، فإن المعادلة ( ٤ - ١٥ ) تؤول إلى :

$$(٤ - ١٨) \quad \frac{n}{s} + \frac{n''}{s''} = (n' - n) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

ملاحظة : نتج الإشارة السالبة في العامل الأخير عندما نختص بمعامل الانكسار  $n''$  ونحذف الحدود المتشابهة في العامل الأخير من المعادلة ( ٤ - ١٥ ) .

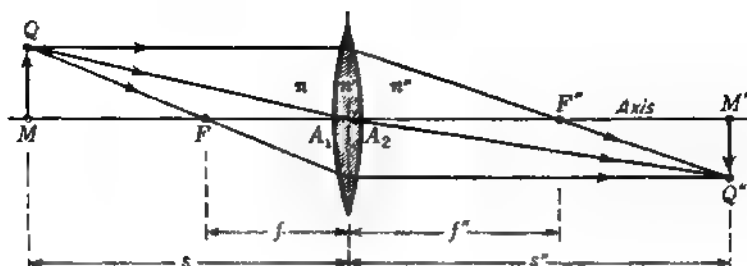
وأخيرا ، إذا كان الوسط المحيط بالعدسة هو الهواء (  $n = 1$  ) ، فإننا نحصل على معادلة منى العدسات :

$$(٤ - ١٩) \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s''} = (n' - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

وباستخدام رمز القوة المعطى في المعادلة ( ٣ - ٩ ) يمكننا كتابة المعادلة العامة [ المعادلة ( ٤ - ١٥ ) ] في الصورة :

$$(٤ - ٢٠) \quad V + V'' = P_1 + P_2$$

$$(٤ - ٢١) \quad V = \frac{n}{s} \quad V'' = \frac{n''}{s''} \quad P_1 = \frac{n' - n}{r_1} \quad P_2 = \frac{n'' - n'}{r_2} \quad \text{حيث :}$$



شكل ٤ - ١٣ : عندما يختلف الوسيطان الموجودان على جانبي عدسة رقيقة في معامل الانكسار فإن البعد البؤري الأساسي لن يساوي البعد البؤري الثانوي ، كما سينحرف الشعاع المار بمركز العدسة .

المعادلة ( ٤ - ٢٠ ) يمكن كتابتها على الصورة :

( ٢٢ - ٤ )

$$V + V' = P$$

حيث  $P$  قوة العدسة وتساوى مجموع قوى السطحين :

( २२ - ६ )

$$P = P_1 + P_2$$

## مسائل

٤ - ١ وضع جسم على بعد 12.0 cm أمام عدسة رقيقة فكونت صورته على الجانب الآخر وعلى بعد قدره 42.0 cm . احسب (أ) البعد البؤري للعدسة ، (ب) قوة العدسة  
الجاب : (أ) +9.33 cm ، (ب) +10.72 D

٤ - ٢ وضع جسم طوله 2.50 cm على بعد قدره 12.0 cm أمام عدسة رقيقة بعدها البؤرى 3.0 cm . أحسب (أ) بعد الصورة ، (ب) التكبير ، (ج) طبيعة الصورة ، (د) حقل إجاباتك بالاسم .

٤ - ٣ عدسة رقيقة ذات سطحي كرويين وصفا فطرهما  $r_1 = +10.0 \text{ cm}$ ،  $r_2 = -25.0 \text{ cm}$  على الترتيب . فإذا كان معامل انكسار الزجاج المصنوعة منه العدسة 1.740 ، احسب (أ) البعد البؤري ، (ب) قوة العدسة

٤ - ٤ : وضع جسم ارتفاعه 3.50 cm على بعد قدره 10.0 cm أمام عدسة بعدها البؤري  $f = -6.0$  cm . احسب (أ) قوة العدسة ، (ب) بعد الصورة ، (ج) التكبير الخائى . عين موضع الصورة باستخدام (د) طريقة الشعاع الموازى ، (هـ) طريقه الشعاع المائل.

- ٥ ٤ عدسة متساوية الثقل مصنوعة من زجاج طراي ( فلنت ) معامل انكساره 1.750 .  
احسب نصفى قطرى الانحناء إذا كانت قوة العدسة  $D = -3.0$  .  
الجواب : نصف قطر كلا السطحين 50.0 cm .
- ٦ ٤ عدسة محدبة مستوية مصنوعة من زجاج طراي ( فلنت ) خفيف معامل انكساره 1.680 . احسب نصف قطر الانحناء الضرورى لكى تكون قوة العدسة  $D = 4.5$  .
- ٧ ٤ عدستان بعدهما البؤريان  $f_1 = +5.0$  cm و  $f_2 = +10.0$  cm تفصلهما مسافة قدرها 5.0 cm . إذا وضع جسم ارتفاعه 15.0 أمام العدسة الأولى ، أوجد (أ) موضع الصورة النهائية ، (ب) حجمها .  
الجواب : (أ)  $+2.00$  cm من العدسة الثانية ، (ب)  $-1.0$  cm .
- ٨ ٤ استخدمت عدسة مجمعة لتكوين صورة جادة للهب شمعة على ستار . وبدون تحريك هب الشمعة وضعت عدسة ثانية ونصفا قطريا  $f_1 = +10.0$  cm و  $f_2 = -20.0$  cm ومعامل انكساره 1.650 فى الخزمة المتجمعة وعلى بعد قدره 30.0 cm من الستار .  
(أ) احسب قوة العدسة الثانية . (ب) على أى بعد يجب أن يوضع الستار الآن للحصول على صورة حادة للهب ؟ (ج) ارسم شكلا تخطيطيا للتجربة .
- ٩ - ٤ يراد صناعة عدسة متساوية التحدب من زجاج معامل انكساره 1.580 فإذا كان المطلوب أن يكون نصف قطر أحد السطحين ضعف نصف قطر الآخر ، وأن يكون البعد البؤرى للعدسة  $+6.0$  cm ، أوجد نصفى القطرين .
- ١٠ - ٤ عدستان بعدهما البؤريان  $f_1 = +9.0$  cm و  $f_2 = -18.0$  cm تفصلهما مسافة قدرها 20.0 cm أمام العدسة الأولى ، احسب (أ) موضع الصورة النهائية ، (ب) حجمها (ج) حقي إجابتك بالرسم .
- ١١ ٤ وضعت شريحة فانوس عرض ارتفاعها 8.0 cm على بعد قدره 3.50 m من ستار العرض . ما هو البعد البؤرى للعدسة اللازمة لتكوين صورة للشريحة ارتفاعها 1.0 m ؟
- ١٢ ٤ وضع جسم على بعد قدره 1.60 m من ستار أبيض . ما هو البعد البؤرى للعدسة اللازمة لتكوين صورة حقيقية مقلوبة على الستار تكبيرها  $\times 6.0$  ؟  
الجواب . 19.59 cm
- ١٣ ٤ ثلاث عدسات قواها  $D = 1.50$  و  $D = 2.80$  و  $D = 3.40$  على الترتيب . ما هى جميع القوى الممكن الحصول عليها بهذه العدسات باستخدام عدسة واحدة ، أو عدستان أو ثلاث عدسات متلامسة ؟
- ١٤ - ٤ عدستان رقيقتان نصفيا قطرى سطحى كل منهما معاملا انكسارهما كالتالى .  
 $f_1 = +12.0$  cm ،  $R_2 = -18.0$  cm ،  $n = 1.560$  ،

١٥ - ٤ وضع جسم ارتفاعه 2.50 cm على بعد 15.0 cm أمام عدسة بعدها البؤري 30.0cm,  $r_1 = 30.0\text{cm}$ ,  $r_2 = +20.0\text{cm}$ ,  $n = 1.650$  للعدسة الثانية . وضعت هاتان العدستان في حالة تلامس . أوجد (أ) قوة كل من العدستين ، (ب) قوة المجموعة ، (ج) البعد البؤري لكل من العدستين ، (د) البعد البؤري للمجموعة .

١٥ - ٤ وضع جسم ارتفاعه 2.50 cm على بعد 15.0 cm أمام عدسة بعدها البؤري 5.0 cm + بعدئذ وضعت عدسة بعدها البؤري 12.0 cm خلف هذه المجموعة وعلى بعد قدره 2.50 cm منها . أوجد (أ) موضع الصورة النهائية . (ب) حجمها .  
الجواب : (أ) 8.57 cm + (ب) 2.143 cm -

١٦ - ٤ وضع جسم ارتفاعه 2.50 cm على بعد قدره 8.0 cm أمام عدسة بعدها البؤري 2.40 cm - ثم وضعت عدسة بعدها البؤري 5.0 cm + خلف هذه العدسة وعلى بعد قدره 1.50 cm منها . أوجد (أ) موضع الصورة النهائية ، (ب) حجمها .  
(ج) ارسم شكلاً تخطيطياً للتجربة .

١٧ - ٤ ثلاثة عدسات أبعادها البؤرية 8.40 cm + , 4.60 cm - , 6.20 cm + على الترتيب . وضعت هذه العدسات في خط واحد بنفس هذا الترتيب وحيث يفصل إحداها عن المجاورة مسافة قدره 2.0 cm (أ) إذا سقطت حزمة ضوئية متوازية على العدسة الأولى ، على أي مسافة سوف تتجمع هذه الحزمة في بؤرة خلف العدسة الثالثة ؟  
ارسم شكلاً يمثل ذلك ملتزماً بمقياس رسم مناسب .

١٨ - ٤ وضع جسم ارتفاعه 2.50 cm على بعد قدره 8.0 cm أمام عدسة بعدها البؤري 7.0 cm - ثم وضعت عدسة بعدها البؤري 4.90 cm + خلف العدسة الأولى وعلى بعد قدره 3.5 cm منها . أوجد (أ) موضع الصورة النهائية . (ب) حجمها .  
(ج) ارسم شكلاً تخطيطياً لذلك ملتزماً بمقياس رسم مناسب

## الفصل الخامس

### العدسات السمكية

١. لم يكن بالإمكان اعتبار سمك العدسة صغيرا بالمقارنة ببعدها البؤرى فإن بعض العدسات الرقيقة المذكورة في الفصل الرابع تفقد صلاحيتها ، وعندئذ يجب معاملة العدسة كعدسة سمكية . هذا المصطلح لا يستخدم فقط للعدسة المتجانسة ذات سطحين الكرويين اللذين تفصلهما مسافة محسوسة ، ولكنه يستخدم أيضاً لأى مجموعة من الأسطح متحدة المحور تعامل باعتبارها وحدة واحدة . وهكذا فإن العدسة سمكية قد تتضمن عدة عدسات يمكن أن تكون متلامسة أو غير متلامسة . هذا وقد سبقا إحدى الحالات التى تنمى إلى هذه الفئة وهى على وجه التحديد المجموعة عدستين تفصلهما مسافة ما كما هو موضح فى الشكل ٤ - ٨ .

#### ٥ ١ السطحان الكرويان

مثل الشكل ٥ - ١ عدسة سمكية بسيطة ذات سطحين كرويين ، ويمكن معالجة هذه العدسة مثل هذا النظام على تكوين الصور باتباع الطرق التى تعرضنا لها فى الفصلين الرابع والخامس مباشرة . وهنا يساهم كل من السطحين ، باعتباره مركبة من مركبتين بحد ذاتها ، بصورة ، يسوره فى تكوين الصورة النهائية التى يكونها النظام ككل .

افترض أن  $Q_1Q_2$  تمثل معاملات انكسار أوساط ثلاثة يفصل بينها سطحان كرويان  $M_1$  و  $M_2$  . ويوضح الشكل أن الشعاع الضوئى المنبعث من جسم نقطى  $M$  يمر أولاً بالسطح الأول فى الاتجاه  $M_1M_2$  ثم ينكسر ثانية بالسطح الثانى فى الاتجاه  $M_2M_3$  . وحيث أن محور العدسة يمكن اعتباره شعاعاً ثانياً يصدر من  $M$  ويمر خلال النظام ، فإن  $M_3$  تمثل الصورة النهائية للجسم النقطى  $M$  . وعليه فإن  $M$  و  $M_3$  نقطتان مترافقتان للعدسة السمكية ككل ، ولذلك فإن جميع الأشعة الصادرة من  $M$  يجب أن تجميع فى  $M_3$  .

سوف نستخدم أولاً طريقة الشعاع الموازي لتعيين موضع الصورة التي تكونها عدسة سمكية تخطيطياً ثم نطبق المعادلات العامة المعطاة فيما سبق لحساب بعد الصورة . والصيغ اللارم استخدامها هي ( انظر القسم ٣ - ٤ ) :

$$( ٥ - ١ ) \quad \frac{n'}{s_2'} + \frac{n''}{s_2''} = \frac{n'' - n'}{r_2} \quad \frac{n}{s_1} + \frac{n'}{s_1'} = \frac{n' - n}{r_1} \quad \bullet$$

للسطح الأول      للسطح الثاني

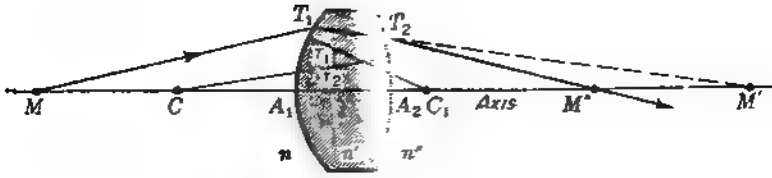
## ٥ - ٢ طريقة الشعاع الموازي

يوضح الشكل ٥ - ٢ تطبيق طريقة الشعاع الموازي للإنشاء التخطيطي على عدسة سمكية ذات سطحين . وبالرغم من أن الشكل يرسم عادة كمرسم واحد فإننا قد فصلناه هنا إلى جزئين لتبسيط شرحه . في هذا الشكل تمثل  $F_1'$  و  $F_2'$  النقطتين البؤريتين الأساسيتين والثانوية للسطح الأول ، وتمثل  $F_1''$  و  $F_2''$  النقطتين البؤريتين الأساسيتين والثانوية للسطح الثاني على التوالي .

وقد رسم الشكل (أ) بتطبيق الطريقة المتبعة في الشكل ٣ - ٦ على السطح الأول وحده ومد الأشعة المنكسرة على استقامتها بالقدر الضروري لتحديد موضع الصورة  $M'Q'$  . هذه الصورة الحقيقية  $M'Q'$  تصبح عندئذ جسماً بالنسبة للسطح الثاني ، وهذا موضح في الشكل (ب) . والطريقة المتبعة هنا تشبه الطريقة السابق تطبيقها على عدسة رقيقتين في الشكل ٤ - ٨ . الشعاع ٥ في الشكل (ب) ، والمنكسر بالسطح الأول موازياً للمحور يكرر معطياً الشعاع ٦ الذي يمر بالنقطة البؤرية الثانوية  $F_2''$  للسطح الثاني .

وينتج الشعاعان ٥ و ٦ برسم خط مستقيم من  $Q'$  في اتجاه  $C_2$  ليقطع السطح الأول في  $A$  ثم يرسم الخط  $BQ$  . ويتضح مما سبق أن تقاطع الشعاعين ٥ و ٦ يحدد موضع النقطة "ب"  $Q'$  وبالتالي الصورة النهائية  $M'Q'$  .

مثال : ثنت عدسة متساوية التحدب سمكها 2 cm ونصفا قطري أحنائها 12 cm جانب صهرج ماء ، ووضع جسم في الهواء على محور العدسة وعلى بعد قدره 5 cm رأسها . أوجد موضع الصورة النهائية . افترض أن معاملات انكسار الهواء والزجاج والماء هي 1.00 و 1.50 و 1.33 على الترتيب .



شكل ١ - ٥ : تفاصيل إنكسار شعاع ضوئي على ساحة عدسة سمكية .

الحل : الأبعاد النسبية في هذه المسألة هي بالتقريب تلك الأبعاد الموضحة في الشكل ١ - ٥ (ب) . إذا طبقنا المعادلة ( ١ - ٥ ) على السطح الأول وحده سنجد أن بعد الصورة هو :

$$s'_1 = +30 \text{ cm} \quad \text{أو} \quad \frac{1.00}{5} + \frac{1.50}{s'_1} = \frac{1.50 - 1.00}{2}$$

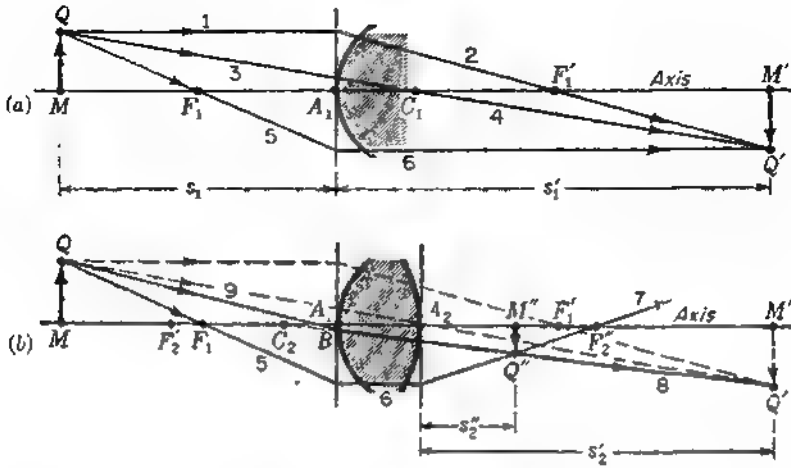
وعند تطبيق نفس المعادلة على السطح الثاني يجب أن نلاحظ أن بعد الجسم هو  $s_2$  مطروحاً منه سمك العدسة ، أو  $28 \text{ cm}$  ، وحيث إنه ينتمي إلى جسم تخيلي فإنه يكون سالباً . ومن ثم ، بالتعويض عن الكميات

$$: \text{ نجد أن } s_2 = -28 \text{ cm}, n' = 1.50, n'' = 1.33, \quad r_2 = -2.0 \text{ cm}.$$

$$s'_2 = +9.6 \text{ cm} \quad \text{أو} \quad \frac{1.50}{-28} + \frac{1.33}{s'_2} = \frac{1.33 - 1.50}{-2}$$

يجب مراعاة الانتباه الشديد لاشارات الكميات المختلفة في هذه الخطوة الثانية . فنظراً لأن السطح الثاني مقعر في مواجهة الضوء الساقط فإن  $r_2$  يجب أن يكون سالباً . والأشعة الساقطة في الزجاج تنتمي إلى الجسم النقطي  $M'$  ، وهو تخيلي ، ومن ثم فإن  $s_2$  يجب أن يكون سالباً أيضاً لأنه يقع بين الرأس . وهكذا فإن الصورة النهائية تتكون في الماء ( $n'' = 1.33$ ) وعلى بعد قدره  $+9.6 \text{ cm}$  من الرأس الثاني. والاشارة الموجبة للمحصلة تعني أن الصورة حقيقية .

من الضروري أن نلاحظ أن المعادلتين ( ١ - ٥ ) تنطبقان على الأشعة المحورية فقط . كذلك فإن الرسمين التخطيطيين الموضحين في الشكل ١ - ٥ ، اللذان يبينان أن جميع الانكسارات تحدث عند خطين رأسيين مارين بالرأسين  $A_1$  و  $A_2$  ، مقصورين على الأشعة المحورية .



شكل ٢ - ٢ . طريقة الشعاع الموازي لتحديد موضع الصورة التي تكوّنها عدسة سميكة تخطيطياً .

### ٥ - ٣ النقطتان البؤريتان والنقطتان الرئيسيتان

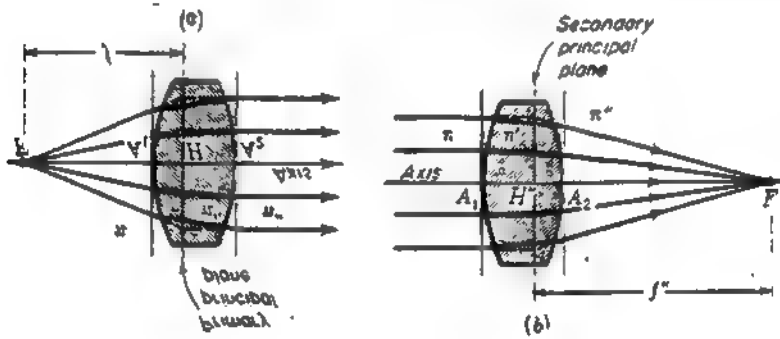
الشكل ٥ - ٣ يمثل رسمين تخطيطيين يوضحان الخصائص المميزة للنقطتين البؤريتين لعدسة سميكة . في الرسم التخطيطي الأول نرى أن الأشعة المتفرقة المنبعثة من النقطة البؤرية الأساسية  $F$  تخرج موازية للمحور ، أما الرسم التخطيطي الثاني فإنه يوضح أن الأشعة المتوازية الساقطة تتجمع في النقطة البؤرية الثانوية  $F''$  . وفي كلتا الحالتين تم ١٠ الأشعة الساقطة والمنكسرة إلى نقطة تقاطعها بين السطحين ، ويمثل المستويان المستعرضان الماران بنقط التقاطع ما يسمى بالمستويين الرئيسيين الأساسيين والثانويين . هذان المستويان يقطعان المحور في النقطتين  $H$  و  $H''$  واللذان تسميان بالنقطتين الرئيسيتين . وتسوف نلاحظ - أن - هناك تناظراً نقطة لنقطة بين المستويين الرئيسيين بحيث تكون ١١ مهما صورة معتدلة للأخرى ولهما نفس الحجم ولهذا السبب يسمى هذان المستويان أحياناً بمستويي الوحدة ، وربما كان أفضل تعريف هما هو أن المستويين الرئيسيين هما مستويان تكبيرهما العرضي موجب ويساوي الوحدة .

واضح من الشكل أن البعدين البؤريين يقاسان من كل من النقطتين البؤريتين  $F$  و  $F''$  . ١٢ نقطتها الرئيسية  $H$  و  $H''$  وليس إلى رأسهما  $A_1$  و  $A_2$  . وإذا كان الوسط واحداً على جانبي العدسة ، أي إذا كان  $n = n'$  فإن البعد البؤري الأساسي  $f$  سيساوي البعد البؤري الثانوي  $f''$  تماماً .

أما إذا كان الوسطان على جانبي العدسة مختلفين بحيث لم يكن معامل الانكسار  $n$  مساويا لمعامل الانكسار  $n$  فإن البعدين البؤريين سيكونان مختلفين ، وتكون النسبة بينهما هي النسبة بين معاملي الانكسار المناظرين :

$$(٥ - ٢) \quad \frac{n''}{n} = \frac{f''}{f}$$

وعموما لا تكون أوضاع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين متماثلة بالنسبة للعدسة ، ولكنها تقع على أبعاد مختلفة من الرأسين . هذا صحيح حتى إذا كان الوسطان على جانبي العدسة متماثلين وكان البعدان البؤريان متساويين . وإذا « ثبثت » عدسة سمكية من مادة معينة وذات بعد بؤري معين ( انظر الشكل ٥ - ٤ ) ، بحيث انخرقت في أى الاتجاهين عن الشكل المتماثل للعدسة متساوية التحدب ، فإن النقطتين الرئيسيتين سوف تواحان . وفي حالة العدسات الهلالية ذات السمك والانحناء المحسوبين قد تقع النقطتان  $H$  و  $H''$  خارج العدسة كلية .



شكل ٥ - ٣ ريمان تخطيطيان للأشعة يوضحان المستويين الرئيسيين الأساسيين والثانويين لعدسة سمكية

## ٥ - ٤ العلاقات المترافقة

لرسم أى شعاع خلال عدسة سمكية يجب أولاً تعيين مواقع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين . وبمجرد عمل ذلك ، إما تخطيطياً أو بالحساب ، يمكن استخدام طريقة الشعاع الموازي للإنشاء التخطيطي لتعيين موضع الصورة كما هو موضح في الشكل ٥ - ٥ . والطريقة المتبعة للإنشاء التخطيطي هي نفس الطريقة المعطاة في الشكل ٤ - ١٣ للعدسة الرقيقة باستثناء أن جميع الأشعة في هذه الحالة ترسم موازية للمحور في المنطقة الموجودة بين المستويين الرئيسيين .

بمقارنة هذين الشكلين وطبقا للمعادلتين ( ١٤ - ٤ ) و ( ١٥ - ٤ ) ، وباعتبار أن بعدى الجسم والصورة يقاسان من النقطتين الرئيسيتين أو إليهما ، سنجد أننا نستطيع تطبيق الصيغة الجاوسية للعدسات :

$$\frac{n}{s} + \frac{n''}{s''} = \frac{n}{f} = \frac{n''}{f''} \quad ( ٣ - ٥ )$$

أو ، طبقا للمعادلة ( ٨ - ٣ ) :

$$V + V'' = P$$

وفى الحالة الخاصة التى يكون فيها الوسطان الموجودان على جانبي العدسة متماثلين ، أى عندما يكون  $n = n''$  سنجد أن  $f'' = f$  وبذلك تتحول المعادلة ( ٣ - ٥ ) إلى الصورة :

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s''} = \frac{1}{f} = \frac{1}{f''} \quad ( ٤ - ٥ )$$

ويوضح الشكل ( ٥ - ٦ ) أنه لأغراض الرسم التخطيطي يمكن الاستعاضة عن العدسة بمستويها الرئيسيين . وعادة ما يكون بعد الصورة مجهولا ، لذلك يمكن كتابه المعادلة ( ٣ - ٥ ) فى الصورة الأكثر نفعا التالية :

$$s'' = \frac{n'' s \times f}{n s - f} \quad ( ٥ - ٥ )$$

## ٥ - ٥ طريقة الشعاع المائل

يمكن استخدام طريقة الشعاع المائل للرسم التخطيطي لإيجاد النقطتين البؤريتين لعدسة سميكة تخطيطيا . كتوضيح لذلك اعتبر عدسة زحاجية معامل انكسارها ١.٥٠ وسكها 2.0 cm ونصف قطري سطحها  $r_1 = +3.0 \text{ cm}$  ،  $r_2 = 5.0 \text{ cm}$  وافترض أن محاطة بالهواء ومعامل انكساره 1.00. الخطوة الأولى هى حساب البعدين البؤريين الأساس والثانوى لكل سطح على حدة باستخدام صيغ السطح الكروى الواحد [ المعادلتين ( ٣ - ٣ ) و ( ٤ - ٣ ) ] . باستخدام الرموز الخالية ، هذه الأبعاد البؤرية هى

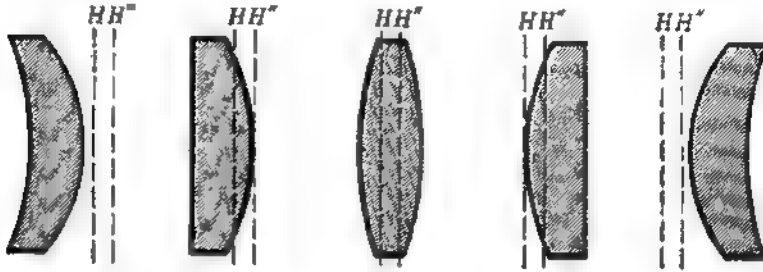
$$\frac{n'}{f_2'} = \frac{n''}{f_2''} = \frac{n'' - n'}{r_2} \quad \text{و} \quad \frac{n}{f_1} = \frac{n'}{f_1'} = \frac{n' - n}{r_1} \quad ( ٦ - ٥ )$$

الكميات "علومة" هى :

$$r_1 = +3.0 \text{ cm} \quad r_2 = -5.0 \text{ cm} \quad d = 2.0 \text{ cm} \quad n' = 1.50 \quad n'' = n = 1.00$$

التعويض عن هذه القيم في المعادلتين ( ٥ - ٦ ) نحصل على :

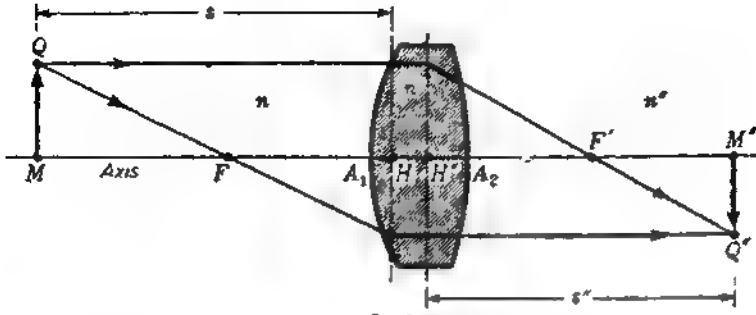
$$f_1 = +6.0 \text{ cm} \quad f_1' = +9.0 \text{ cm} \quad f_2' = +15.0 \text{ cm} \quad f_2 = +10.0 \text{ cm}$$



شكل ٥ - ٤ : تغير موضع المستويين الرئيسيين الأساسيين والثانوي نتيجة ١ لثني ٢ عدسة سميكة ذات بعد بؤري ثابت .

نعملية هذه الأبعاد البؤرية يمكن رسم محور العدسة كما في الشكل ٥ - ٧ وتقاس النقاط المعلومة بقياس رسم مناسب ، وبعد رسم الخطين 2 و3 المارين برأسي العدسة يختار شعاع موازى ساقط 4 . بعد الانكسار على السطح الأول سوف يأخذ هذه الشعاع اتجاهها حديثا 5 تجاه  $F_1'$  وهي النقطة البؤرية لذلك السطح . وبعد رسم الخط 6 المار بالنقطة  $F_2'$  يرسم الخط 7 مارا بالنقطة  $C_2$  وموازيا للشعاع 5 . عندئذ سنجد أن الخطين 7 و6 يتقاطعان في النقطة B ، ونحدد هذه النقطة اتجاه الشعاع المنكسر النهائي 8 . ومن ثم فإن تقاطع الشعاع 8 مع المحور يحدد موضع النقطة البؤرية الثانوية  $F''$  للعدسة، بينما يحدد مقاطعه  $H''$  مع الشعاع الساقط موضع المستوى الرئيسي الثانوي المناظر  $H''$  .

بإدارة العدسة حول نفسها وتكرار الخطوات السابقة يمكن تعيين موضع النقطة البؤرية الأساسية F وموضع النقطة الرئيسية الأساسية H . وسوف يجد الطالب أن من الصعب تجنب هذا الرسم التخطيطي بنفسه والتحقق من صحة النتائج بقياس العدس المؤري ليرى أنهما متساويان بالفعل . هذا ومن الجدير بالملاحظة أنه يفترض أن الانكسار مأكمله يحدث عند مستوى شمسي للحد الفاصل عند الرأس . يفرض أننا نتعامل مع الأشعة المحورية .



شكل ٥ - ٥ : طريقة الشعاع الموازي في الرسم التخطيطي لتعيين موضع الصورة التي تكونها عدسة سميكة .

## ٥ - ٦ المعادلات العامة للعدسات السميكة

نعطى فيما يلي مجموعة من الصيغ التي يمكن استخدامها لحساب الثوابت الهامة للعدسات السميكة في صورة مجموعتين متكافئتين من المعادلات :

صيغ القوى

● الصيغ الجاوسية

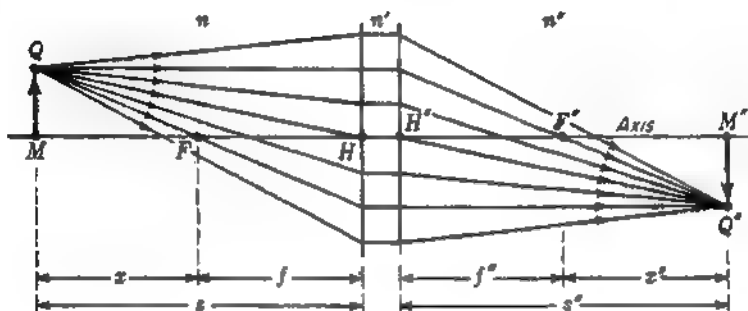
$$\begin{aligned}
 (٧ - ٥) \quad P &= P_1 + P_2 - \frac{d}{n'} P_1 P_2 & \frac{n}{f} &= \frac{n'}{f_1'} + \frac{n''}{f_2''} - \frac{dn''}{f_1' f_2''} = \frac{n''}{f''} \\
 (٨ - ٥) \quad A_1 F &= -\frac{n}{P} \left( 1 - \frac{d}{n'} P_2 \right) & A_1 F &= -f \left( 1 - \frac{d}{f_1'} \right) \\
 (٩ - ٥) \quad A_1 H &= +\frac{n}{P} \frac{d}{n'} P_2 & A_1 H &= +f \frac{d}{f_2''} \\
 (١٠ - ٥) \quad A_2 F'' &= +\frac{n''}{P} \left( 1 - \frac{d}{n'} P_1 \right) & A_2 F'' &= +f'' \left( 1 - \frac{d}{f_1'} \right) \\
 (١١ - ٥) \quad A_2 H'' &= -\frac{n''}{P} \frac{d}{n'} P_1 & A_2 H'' &= -f'' \frac{d}{f_1'}
 \end{aligned}$$

وقد اشتقت هذه المعادلات من العلاقات الهندسية التي يمكن الحصول عليها من رسم تخطيطي كذلك المبين في الشكل ٥ - ٧ . وعلى سبيل الايضاح فقد اشتقت المعاد ( ١١ - ٥ ) كالآتي . من المثلثين القائمين المتشابهين  $T_2 A_2 F_1'$  و  $T_1 A_1 F_1'$  يمكننا التوصل عن تناسب الأضلاع المتناظرة كما يلي :

$$\frac{f_1'}{h} = \frac{f_1' - d}{j} \quad \text{أو} \quad \frac{A_1 F_1'}{A_1 T_1} = \frac{A_2 F_1'}{A_2 T_2}$$

... المشين القائمين المشابين  $T_2 A_2 F''$  و  $N'' H'' F''$  يمكننا أن نكتب :

$$\frac{f''}{h} = \frac{f'' - H'' A_2}{j} \quad \text{أو} \quad \frac{H'' F''}{H'' N''} = \frac{A_2 F''}{A_2 T_2}$$



... ٥ - ٦ : السويان الرئيسيان والسويان الرئيسيان المقابلان هي مسويات وحدة التكبير .

حل كل من هاتين المعادلتين بالنسبة إلى  $j/h$  ومساواة الطرفين الأيمنين للمعادلتين  
التي نحصل على :

$$H'' A_2 = f'' \frac{d}{f_1'} \quad \text{أو} \quad \frac{f_1' - d}{f_1'} = \frac{f'' - H'' A_2}{f''}$$

... إذا عكسنا القطعة  $H'' A_2$  إلى  $A_2 H''$  بتغير الإشارة من + إلى - نحصل على :

$$A_2 H'' = -f'' \frac{d}{f_1'}$$

... القوة السطح وقوة العدسة :

$$(٥ - ١٢) \quad P = \frac{n}{f} = \frac{n''}{f''} \quad P_2 = \frac{n'}{f_2'} = \frac{n''}{f_2''} \quad P_1 = \frac{n}{f_1} = \frac{n'}{f_1'}$$

... كتابة نفس المعادلة على الصورة :

$$A_2 H'' = -\frac{n'}{P} \frac{d}{n'} P_1$$

في تصميم بعض النظم البصرية يكون من المناسب معرفة قوة رأس العدسة . هذه القوة ، وتسمى أحيانا القوة الفعالة ، تعطى بالعلاقة :

$$P_v = \frac{P}{1 - dP_1/n'} \quad (١٣ - ٥)$$

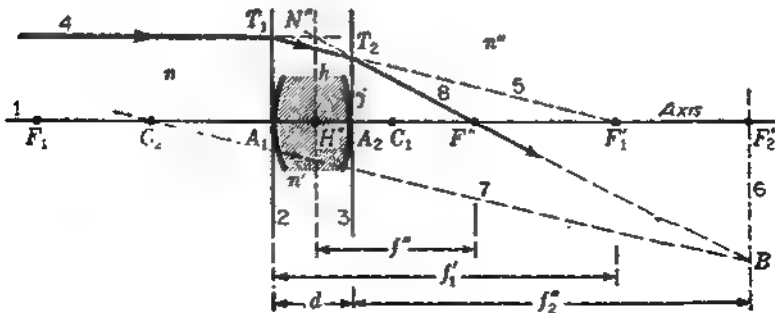
وتعرف بمقلوب المسافة من السطح الخلفي للعدسة إلى النقطة البؤرية الثانوية ، وتسمى هذه المسافة عادة بالبعد البؤري الخلفي . وحيث إن  $P_v = 1/A_2F''$  ، فإن المعادلة السابقة لقوة الرأس يمكن الحصول عليها بقلب المعادلة ( ١٠ - ٥ ) . وعند قلب العدسة يفترض أنها في الهواء بحيث يكون  $n=1$  .

بنفس الطريقة يمكننا أن نسمى المسافة من النقطة البؤرية الأساسية إلى السطح الأمامي للعدسة بالبعد البؤري الأمامي وأن تسمى مقلوب هذه المسافة بالقوة المعادلة .  $P_n = 1/A_1F$  بتسمية  $P_n$  بالقوة المعادلة ، يمكننا أن نأخذ مقلوب المعادلة ( ٨ - ٥ ) لنحصل على :

$$P_n = \frac{P}{1 - dP_2/n'} \quad (١٤ - ٥)$$

وقد اشتق هذا الاسم اعتمادا على حقيقة أنه إذا تلامست عدسة رقيقة قوتها تساوى هذه القوة المحددة وبإشارة معاكسة مع السطح الأمامي سنحصل على مجموعة قوتها تساوى صفرا .

وفيما يلي نعطي مثالا لتوضيح استخدام صيغ العدسات السميكة وتطبيقها على السطحين .



شكل ٥ - ٧ طريقة الشعاع المائل لرسم الأشعة المحورية خلال عدسة سميكة تخطيطيا

مثال ٢ : عدسة سمكية مواصفاتها كالتالى :  $r_1 = +1.5 \text{ cm}$  ،  $r_2 = +1.5 \text{ cm}$

$$n = 1.00 , n' = 1.60 , n'' = 1.30 , d = 2.0 \text{ cm}$$

أ- حدد (أ) البعدين البؤريين الأساسى والثانوى لكل من السطحين ، (ب) البعدين البؤريين الأساسى والثانوى للنظام ، (ج) النقطتين الرئيسيتين الأساسية والثانوية .

الحل : (أ) لتطبيق الصيغ الجاوسية نحسب أولا البعدين البؤريين لكل من السطحين باستخدام المعادلة ( ٥ - ٦ ) :

$$\frac{n}{f_1} = \frac{n' - n}{r_1} = \frac{1.60 - 1.00}{1.5} \quad f_1 = \frac{1.00}{0.40} = +2.50 \text{ cm}$$

$$= 0.400 \quad f_1' = \frac{1.60}{0.40} = +4.00 \text{ cm}$$

$$\frac{n'}{f_2'} = \frac{n'' - n'}{r_2} = \frac{1.30 - 1.60}{1.5} \quad f_2' = \frac{1.60}{-0.20} = -8.00 \text{ cm}$$

$$= -0.200 \quad f_2'' = \frac{1.30}{-0.20} = -6.50 \text{ cm}$$

(ب) بحسب البعدان البؤريان للنظام باستخدام المعادلة ( ٥ - ٧ ) :

$$\frac{n}{f} = \frac{n'}{f_1'} + \frac{n''}{f_2''} - \frac{d}{f_1' f_2''} = \frac{1.60}{4.00} + \frac{1.30}{-6.50} - \frac{2.00}{4.00 \cdot -6.50}$$

$$\frac{n}{f} = 0.40 - 0.20 + 0.10 = 0.30$$

$$f = \frac{1.00}{0.30} = +3.333 \text{ cm} \quad \text{و} \quad f'' = \frac{n''}{0.30} = \frac{1.30}{0.30} = +4.333 \text{ cm} \quad \text{أ}$$

معى النقطتان البؤريتان للنظام بالمعادلتين ( ٥ - ٨ ) و ( ٥ - ١٠ ) :

$$A_1 F = -f \left( 1 - \frac{d}{f_2'} \right) = -3.333 \left( 1 - \frac{2.0}{-8.0} \right) = -4.166 \text{ cm}$$

$$A_2 F'' = +f'' \left( 1 - \frac{d}{f_1'} \right) = +4.33 \left( 1 - \frac{2.0}{4.0} \right) = +2.167 \text{ cm}$$

(ج) نعطي النقطتان البؤريتان بالمعادلتين ( ٥ - ٨ ) و ( ٥ - ١١ ) :

$$A_1 H = +f \frac{d}{f_2'} = +3.33 \frac{2.0}{-8.0} = -0.833 \text{ cm}$$

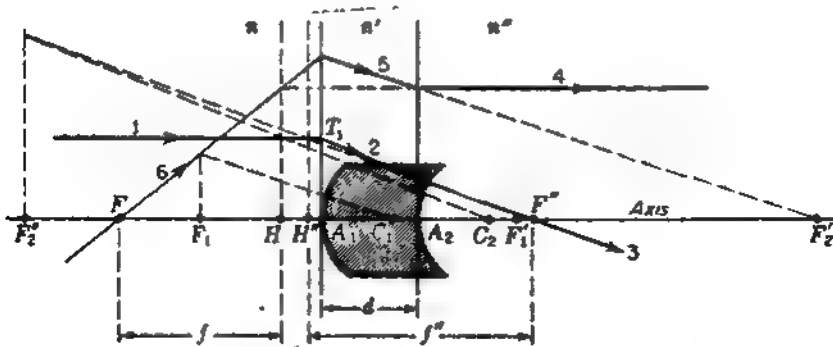
$$A_2 H'' = -f'' \frac{d}{f_1'} = -4.33 \frac{2.0}{4.0} = -2.167 \text{ cm}$$

· الإشارة الموجبة تعنى أن المسافة مقاسة يمين الرأسى المرجعى ، والإشارة السالبة تعنى أن المسافة مقاسة يساره .

بطرح مقدارى المسافتين  $A_1H$  و  $A_1F$  نجد أن البعد البؤرى الأساسى هو  $FH = 4.166 - 0.833 = 3.333 \text{ cm}$ ، وهذا يعتبر تحقيقاً للحسابات المعطاة فى الجزء (ب) .  
بالمثل فإن جمع المسافتين  $A_2H$  و  $A_2F$  يعطى البعد البؤرى الثانوى :

$$H''F'' = 2.167 + 2.167 = 4.334 \text{ cm}$$

الحل التخطيطى لنفس هذه المسألة مبين فى الشكل ٨ - ١ . بعد رسم محور العدسة وتحديد مواضع الرأسين  $A_1$  و  $A_2$  والمركزين  $C_1$  و  $C_2$  توقع النقط البؤرية  $F_1, F_1', F_2, F_2'$  بما يتفق مع نتائج الجزء (أ) . وهكذا فإن الشعاع الموازى 1 ينكسر على السطح الأول تجاه  $F_1'$  . بعدئذ تطبق طريقة الشعاع المائل على هذا الشعاع 2 عند السطح الثانى لنحصل على الشعاع النهائى 3 . ومن ثم فإن نقطة تقاطع الشعاع 3 مع المحور هى النقطة البؤرية الثانوية  $F''$  ، كما أن نقطة تقاطع امتداده خلفاً مع الشعاع 1 تحدد موضع المستوى الرئيسى الثانوى  $H''$  . بعدئذ يرسم الشعاع 4 موازياً للمحور ومن اليمين إلى اليسار . الانكسار الأول لهذا الشعاع يعطى الشعاع 5 الذى يتجه يساراً كما لو كان آتياً من  $F_2'$  . وبتطبيق طريقة الشعاع المائل على الشعاع 5 عند سقوطه على السطح الأيسر نحصل على الشعاع 6 . وهكذا فإن نقطة تقاطع الشعاع 6 مع المحور تحدد النقطة  $F$  ، كذلك فإن نقطة تقاطعه مع امتداد الشعاع 4 تحدد موضع  $H$  . هذا هو الحل التخطيطى للجزئين (ب) و (ج) ، وهو يعتبر اختباراً لصحة القيم المحسوبة .



شكل ٨ - ١ : الرسم التخطيطى المستخدم لتحديد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين لعدسة سميكة .

## ٥ ٧ عدسات سمكية خاصة

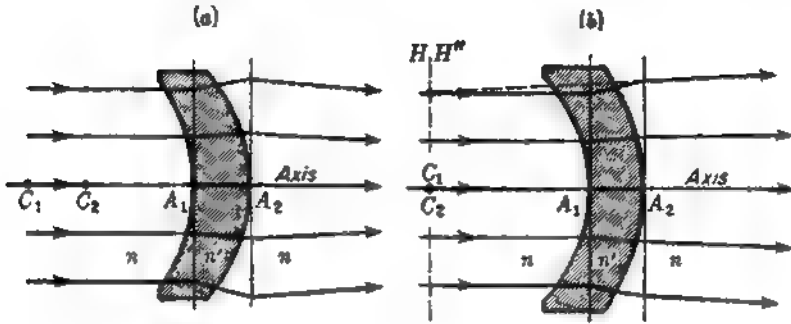
مطلّى هنا عدستين لهما أهمية نظرية خاصة بالإضافة إلى أهميتهما العملية . العدسة الأولى ، وهي المبينة في الشكل ٥ - ٩ ، هي عدسة ذات سطحين كرويين متساويين في نصف القطر  $r_1 = r_2$  . عندما تحاط مثل هذه العدسة بوسط ذو معامل انكسار أصغر من معامل انكسار العدسة ،  $n' > n$  ، فإن قوتها تكون صغيرة ولكن موجبة . وفي الحالة يقع مستوياها الرئيسيان على مسافة معينة من العدسة وفي الجانب الأيمن . وتكون المسافة بينهما مساوية لسمك العدسة  $d$  . أما إذا كان معامل انكسار الوسط المحيط أكبر معامل انكسار العدسة  $n' < n$  ، فإن القوة ستكون موجبة كذلك . مستوياها الرئيسيان يقعان على مسافة معينة في الجانب الأيسر من العدسة ، وأن البعد بينهما مساوياً لسمك العدسة  $d$  .

العدسة الخاصة الثانية هي العدسة متحدة المركز التي ينطبق مركز انحناء سطحها الأول على الآخر . عندما يحيط بهذه العدسة وسط ذو معامل انكسار أصغر من معامل انكسارها ،  $n' > n$  ، فإن قوة النظام تكون سالبة ويكون بعده البؤري كبيراً . وهذه الحالة تنطبق النقطتان الرئيسيتان على مركز الانحناء المشترك للسطحين . وهذا بعبارة أخرى أن مثل هذه العدسة السمكية تعمل كعدسة رقيقة موضوعة عند

## ٥ ٨ النقطتان العقديتان والمركز البصري

من بين جميع الأشعة المارة خلال عدسة ما من نقطة لا محورية على الجسم إلى النقطة المارة على الصورة هناك دائماً شعاع واحد يمتاز بأن اتجاه ذلك الشعاع في فراغ الوسط هو نفس اتجاهه في فراغ الجسم ؛ أي أن قطعتي الشعاع قبل الوصول إلى العدسة وبعد الخروج منها متوازيان . وبإسقاط هاتين القطعتين على المحور فإنهما يلتقيان معه في نقطتين تسميان بالنقطتين العقديتين ، ويسمى المستويان المستعرضان اللذان يمران بهما بالمستويين العقديين . هذا الزوج الثالث من النقط والمستويان المرتبطان بهما يشار إليهما في الشكل ٥ - ١٠ الذي يوضح أيضاً المركز البصري للعدسة  $C$  . ومن المهم أن يبين أنه إذا كان الوسط واحداً على جانبي العدسة فإن النقطتين العقديتين  $N_1$  و  $N_2$  تقعان على النقطتين الرئيسيتين  $H_1$  و  $H_2$  ، أما إذا كان معامل انكسار الوسطين الموجودين على جانبي العدسة مختلفين فإن النقطتين الرئيسيتين ستكونان منفصلتين عن النقطتين

العقديتين . وحيث إن الشعاعين الساقط والخارج يصنعان زاويتين متساويتين مع المحور فإن النقطتين العقديتين تسميان نقطتان مترافقتان تكبيرهما الزاوى موجب ويساوى الوحدة .



شكل ٩ - ٥ : عدستان سيمكان خاصتان : (أ) عدسة موجبة ذات سطحين متساويين في نصف قطر الانحناء ، (ب) عدسة سالبة ذات سطحين متعدي المركز

لكي يخرج الشعاع موازياً لاتجاهه الأصلي يجب أن يكون عنصراً سطحى العدسة متوازياً عند نقطتى الدخول والخروج بحيث يكون تأثير العدسة في هذه النقطة كتأثير لوح متوازى السطحين . والخط الواصل بين هاتين النقطتين يتقاطع مع المحور في المركز البصرى C . وعليه فإن الشعاع غير المنحرف يجب أن يرسم ماراً بالمركز البصرى في جميع الحالات . وللمركز البصرى خاصية هامة وهى أن موضعه ، الذى يعتمد فقط على نصفى قطرى انحناء السطحين وسمك العدسة ، لا يتغير بتغير لون الضوء . وعموماً ، تختلف مواقع جميع النقط الأصلية الست ( القسم ٩ - ٥ ) اختلافاً طفيفاً من لون إلى الآخر .

من الممكن توضيح المعنى المختلف للنقطتين العقديتين والنقطتين الرئيسيتين بالاستعانة بالشكل ١١ - ٥ ، وقد رسم هذا الشكل للحالة  $n \neq n'$  بحيث تكون هاتان المجموعتان من النقط منفصلتين . نرى من هذا الشكل أن الشعاع II المار بالنقطة العقدية الثانوية موازى للشعاع 10 الساقط في اتجاه النقطة العقدية الأساسية N . ومن ناحية أخرى فإن هاتين القطعتين تقطعان المستويين الرئيسيين على نفس المسافة فوق النقطتين الرئيسيتين H و H' . ويلاحظ من متوازى الأضلاع الصغير في مركز الشكل أن المسافة بين المستويين العقديين تساوى المسافة بين المستويين الرئيسيين تماماً . ومن ثم ،

، لذا عموماً أن نكتب :

$$(١٥ - ٥) \quad NN'' = HH'' \quad \bullet$$

١٥. قوة على ذلك ففي هذه الحالة التي يختلف فيها معامل الانكسار الابتدائي عن النهائي لن  
أوى البعدان البؤريان ، المقاسان من النقطتين الرئيسيتين ، أحدهما مع الآخر ، فالبعد  
البؤري الأساسي FH يساوي المسافة  $N''F''$  ، ولكن البعد البؤري الثانوي  $H''F''$  يساوي  
: ١١.

$$(١٦ - ٥) \quad f'' = H''F'' = FN \quad \text{و} \quad f = FH = N''F'' \quad \bullet$$

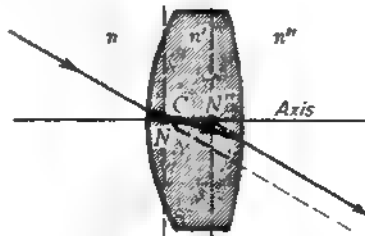
١١. ويمكن تعيين النقطتين العقديتين تخطيطياً ، كما هو موضح في الشكل ٥ - ١١ ،  
اس المسافة  $ZQ = HH'' = Z'Q'$  وبرسم خطين مستقيمين خلال  $QZ''$  و  $QZ'$  من هندسة  
١٢. الشكل نرى أن التكبير الجانبي  $y'/y$  يعطى بالعلاقة :

$$(١٧ - ٥) \quad m = \frac{y''}{y} = -\frac{s'' - HN}{s + HN}$$

$$(١٨ - ٥) \quad HN = f'' \frac{n'' - n}{n''} \quad \bullet \quad \text{حيث :}$$

، سادما يكون بعد الجسم  $s$  وبعد الصورة  $s''$  مقاسين ، كما هي العادة من النقطتين  
سنتين المناظرتين  $H$  و  $H''$  ، فإن المعادلة ( ٣ - ٥ ) تكون صحيحة للأشعة المحورية  
، يعطى المسافة بين الرأس الأول والنقطة العقدية الأساسية بالعلاقة :

$$(١٩ - ٥) \quad A_1N = f \left( \frac{d}{f_2'} + \frac{n'' - n}{n} \right)$$



٥ - ١٠ : معنى النقطتين العقديتين والمركزين العقديين لعندة ميكانيكية •

مثال ٣ : أوجد النقطتين العقديتين للعدسة السميكة المعطاة في المثال ٢ .

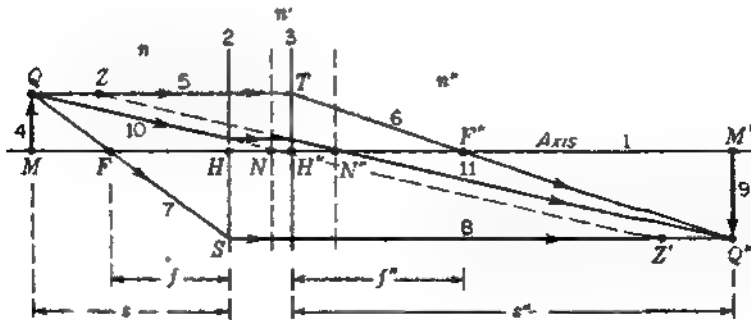
الحل : لايجاد موضع النقطة العقدية الأساسية  $N$  يمكننا استخدام المعادلة ( ١٨ - ٥ ) والتعويض عن معامل الانكسار المعلومين  $n = 1.00$  و  $n' = 1.30$  والقيمة  $f' = 4.333$  cm الناتية حسبناها سابقا :

$$HN = 4.333 \frac{1.30 - 1.00}{1.30} = +1.00 \text{ cm}$$

وعليه فإن النقطتين العقديتين  $N$  و  $N'$  تبعدان مسافة قدرها 1.00 cm على الجانب الأيمن من النقطتين الرئيسيتين المناظريتين  $H$  و  $H'$  .

## ٥ - ٩ نقط أصلية أخرى

إن معرفة النقط الأصلية الست ، وهى النقطتان البؤريتان ، والنقطتان الرئيسيتان والنقطتان العقديتان ، كافية دائماً لحل مسائل العدسة السميكة . وهناك علاوة على ذلك نقط أصلية أخرى أقل أهمية وإن كان لها بعض الأهمية وهى (١) النقطتان الرئيسيتان السالبتان والنقطتان العقديتان السالبتان . والنقطتان الرئيسيتان السالبتان هما نقطتان تكبيرهما الجانبى سالب ويساوى الوحدة ، وفى حالة عدسة سميكة فى الهواء تقع هاتان النقطتان على جانبي العدسة وعلى بعد يساوى ضعف البعد البؤرى . أما النقطتان العقديتان السالبتان فإنهما تقعان على نفس بعد النقطتين العقديتين الأصليتين من النقطتين البؤريتين ولكن فى الجانبين المقابلين ، ويمتاز موضع كل منهما بأن تكبيره سالب ويساوى الوحدة . وبالرغم من أن معرفة هذان الزوجان من النقط الرئيسيتين ليس أساسياً لحل مسائل البصريات ، فإن استخدامها ييسر الحل بدرجة كبيرة فى بعض الحالات .



شكل ٥ - ١١ . طريقة الشعاع الموازى لتحديد مواضع النقطتين العقديتين والسويين العقديتين لعدسة سميكة

## ٥ ١٠ مجموعة العدسات الرقيقة كعدسة سميكة

نشار أيضاً إلى مجموعة مكونة من عدستين رقيقتين أو أكثر كعدسة سميكة وذلك بالخواص البصرية لمجموعة من العدسات متحدة المحور تعالج بأسلوب مناسب بدلالة "نقطة البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين فقط". وإذا كان معامل انكسار فراغ الجسم  $n$  ، والصورة متساويين ( وهذا صحيح دائماً في جميع الحالات تقريباً ) فإن النقطتين الرئيسيتين تنطبقان على النقطتين الرئيسيتين ، وكذلك ينطبق المستويان العقديان على المستويين الرئيسيين .

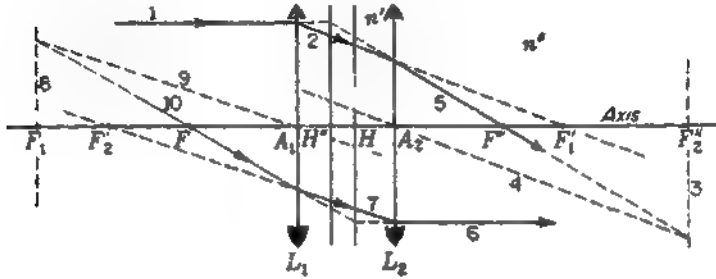
١٠ - ١٢ مجموعة من عدستين رقيقتين بعديهما البؤريين  $f_1$  و  $f_2$  ، وقد عينت النقطتان البؤريتان  $F_1$  و  $F_2$  والنقطتان الرئيسيتان  $H_1$  و  $H_2$  بخطوطية بطريقة الشعاع المائل ؛ وعند تنفيذ ذلك عولج الانكسار على كل من النقطتين بنفس الطريقة المستخدمة في معالجة الانكسار على سطح العدسة السميكة في الشكل ٥ - ٧ . وهناك ، في الحقيقة ، تشابه كبير بين هذين الشكلين ، ففي حالة العدسة الرقيقة يفترض أن الانحراف بأكمله يحدث عند مستوى واحد ، تماماً كما في حالة دمج الواحد . هذا الفرض يكون صحيحاً في حالة واحدة فقط ، وهي عندما تكون بين المستويين الرئيسيين صغرة جداً بحيث يمكن إهمالها . والواقع أن تعريف العدسة الرقيقة هو مجرد تقرير لهذه الحقيقة : فالعدسة الرقيقة هي تلك العدسة التي لها مستويان رئيسيان ومركزها البصري مع المركز الهندسي لها . وقد رمزنا إلى مركزى العدستين في هذا المثال بالحرفين  $A_1$  و  $A_2$  في الشكل ٥ - ١٢ .

١٠ - ١٣ رسماً تخطيطياً لمجموعة مكونة من عدسة موجبة وأخرى سالبة . ونحن لم نبين في هذا الشكل الخطوط المستخدمة في الرسم التخطيطي ، ولكن مع المستخدمة في تعيين مسيرى الشعاعين هي نفس الطريقة الموضحة في الشكل ١٢ . لاحظ هنا أن النقطتين الرئيسيتين النهائيين  $H_1$  و  $H_2$  تقعان خارج المسافة بين العدستين ، ونحن البعد البؤريين  $f_1$  و  $f_2$  كقياسات من هاتين النقطتين ، وهما متساويان . وبالرغم من أن الشعاع السفلى في الشكل متجه من اليسار إلى اليمين فإنه قد تم في عملية الرسم التخطيطي من اليمين إلى اليسار .

١٠ - ١٤ ويمكن حساب مواضع النقط الأصلية لمجموعة من عدستين في الهواء تنطبق على العدسة السميكة المعطاة في القسم ٥ - ٦ . لاحظ أنه عندما تحل العدستان

الرفيقتان محل السطحين الكاسرين للعدسة السميكة فإن  $A_1$  و  $A_2$  تصبحان مركزي العدستين ، بينما تصبح  $P_1P_2$  و  $F_1F_2$  البعدين البؤريين للعدستين وقوتيهما على الترتيب . وتعطى قوتا العدستين حيثئذ بالعلاقين :

$$(٧٠ - ٥) \quad P_1 = \frac{n_1 - n}{r_1} + \frac{n' - n_1}{r_1'} = \frac{n}{f_1} \quad P_2 = \frac{n_2 - n'}{r_2} + \frac{n'' - n_2}{r_2'} = \frac{n}{f_2}$$



شكل ٥ - ١٢ : القطعان البؤريين والقطعان الرئيسيان لمجموعة مكونة من عدستين رقيقتين .

حيث  $r_1$  و  $r_2$  نصف قطرى العدسة الأولى و  $n_1$  معامل انكسارها أما  $r_1'$  و  $r_2'$  فإنهما نصف قطرى العدسة الثانية ذات معامل الانكسار  $n_2$  . كذلك فإن  $n, n', n''$  هي معاملات انكسار الأوساط المحيطة ( انظر الشكل ٥ - ١٢ ) . والصيغ الأخرى ، أى المعادلات من (٧ - ٥) إلى (١١ - ٥) تظل بدون تغيير .

لتوضيح استخدام هذه المعادلات ، اعتبر المسألة التالية التى تعالج مجموعة من عدستين تشبه المجموعة المبينة فى الشكل ٥ - ١٣ .

مثال ٤ : وضعت عدسة متساوية التحدب نصف قطرى سطحها 4cm ومعامل انكسارها  $n_1 = 1.50$  أمام عدسة متساوية التحدب نصف قطرى سطحها 6.0cm ومعامل انكسارها  $n_2 = 1.60$  وعلى بعد 2.0cm منها . وكانت معاملات انكسار الأوساط المحيطة  $n = 1.00$  و  $n' = 1.33$  و  $n'' = 1.00$  . بفرض أن العدستين رقيقتا ، أوجد (أ) قوة النظام . (ب) بعدية البؤريين ، (ج) نقطية البؤريتين ، (د) نقطتيه الرئيسيتين .

الحل : (أ) سوف نحل هذه المسألة باستخدام معادلات القوة . بتطبيق المعادلة (٢٠ - ٥) سنجد أن قوتى العدستين فى أوساطهما المحيطة هما :

$$P_1 = \frac{1.50 - 1.00}{0.04} + \frac{1.33 - 1.50}{-0.04} = 12.50 + 4.17 = +16.67 \text{ D}$$

$$P_2 = \frac{1.60 - 1.33}{-0.06} + \frac{1.00 - 1.60}{0.06} = -4.45 - 10.0 = -14.45 \text{ D}$$

١٠. المعادلة (٥ - ٧) نحصل على :

$$P = 16.67 - 14.45 + 0.015 \times 16.67 \times 14.45$$

$$P = +5.84 \text{ D}$$

أو

١١. باستخدام المعادلة (٥ - ١٢) نجد أن :

$$f = \frac{n}{P} = \frac{1.00}{5.84} = 0.171 \text{ m} = 17.1 \text{ cm}$$

$$f'' = \frac{n''}{P} = \frac{1.00}{5.84} = 0.171 \text{ m} = 17.1 \text{ cm}$$

١٢. تطبيق المعادلات (٥ - ٨) إلى (٥ - ١١) نحصل على :

$$A_1F = -\frac{1.00}{5.84} (1 + 0.015 \times 14.45) = -0.208 \text{ m} = -20.8 \text{ cm}$$

$$A_1H = +\frac{1.00}{5.84} 0.015 (-14.45) = -0.037 \text{ m} = -3.7 \text{ cm}$$

$$A_2F'' = +\frac{1.00}{5.84} (1 - 0.015 \times 16.67) = +0.128 \text{ m} = +12.8 \text{ cm}$$

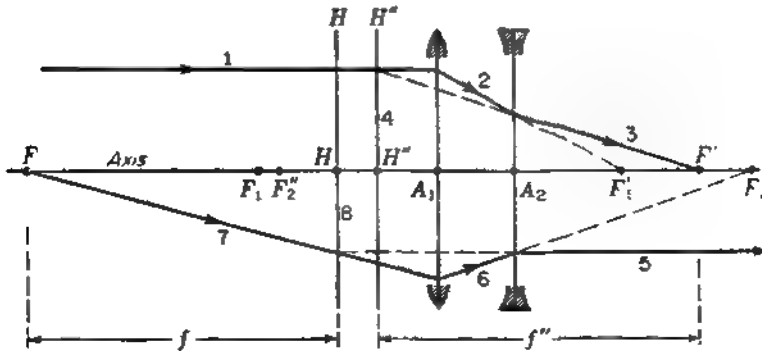
١٣. المخطتان الرئيستان هما :

$$A_2H'' = -\frac{1.00}{5.84} 0.015 \times 16.67 = -0.043 \text{ m} = -4.3 \text{ cm}$$

١٤. اختبار لهذه النتائج نجد أن الفرق بين المسافتين الأولى والثانية  $A_1F$  و  $A_1H$  يعطى

١٥. البؤري الأساسي  $FH = 17.1 \text{ cm}$ . بالمثل فإن مجموع المسافتين  $A_2F''$  و  $A_2H''$  يعطى

١٦. البؤري الثانوي  $H''F'' = 17.1 \text{ cm}$ .



١٧. تطبيق طريقة الشعاع المائل على مجموعة مكونة من عدستين إحداها موجبة والأخرى

## ٥ - ١١ مجموعات العدسات السميكة

إن مسألة حساب مواضع النقط الأصلية لعدسة سميكة مكونة من عدة عدسات ذات سمك محسوس هي مسألة على درجة عالية من التعقيد ، ومع ذلك فإنها يمكن أن تحل باستخدام المبادئ السابق ذكرها . ففى مجموعة من عدستين كالمبينة فى الشكل ٥ - ١٢ إذا لم يمكن اعتبار العدستين المفردتين كعدستين رقيقتين ، فإن كل منهما يجب أن يمثل بمستويين رئيسيين . ومن ثم سيوجد لدينا زوجان من النقط الرئيسية وهما  $H_1$  و  $H_2$  للعدسة الأولى و  $H_1'$  و  $H_2'$  للعدسة الثانية وبذلك نؤول المسألة إلى توحيد هذين الزوجين لإيجاد زوج واحد من النقط الرئيسية وهو  $H$  و  $H'$  للمجموعة وتعيين البعدين البؤريين لها . وبعمل رسم تخطيطى مماثل لما هو موضح فى الشكل ٥ - ٧ لكل من العدستين على حدة نستطيع إيجاد مواضع النقطتين الرئيسيتين والنقطتين البؤريتين لكل عدسة . بعدئذ يمكن تنفيذ الرسم التخطيطى للمجموعة كما فى الشكل ٥ - ١٢ مع أخذ تكبير الوحدة بين المستويين الرئيسيين فى الاعتبار .

من الممكن أن يعطى المعادلات اللازمه لحل الرياضى هذه المسألة ، ولكننا لن نعصها هنا نظرا لتعقدها\* . بدلا من ذلك سنقوم بوصف طريقة لتعيين مواضع النقط الأصلية لأي عدسة سميكة بالتجربة المباشرة .

## ٥ - ١٢ المنزلق العقدى

يمكن إيجاد مواضع النقط العقدية لعدسة واحدة أو مجموعة من العدسات عمليا بتثبيت النظام على المنزلق العقدى ، وهو مجرد حامل أفقى يمكننا من إدارة العدسة حول أى نقطة نريدها على المحور . وكما هو مبين فى الشكل ٥ - ١٤ ، يرسل الضوء المنبعث من مصدر S خلال شق Q ينطبق على موضع النقطة البؤرية الثانوية للعدسة . لهذا فإن الضوء يخرج من العدسة على هيئة حزمة متوازية تسقط عموديا على مرآة مستوية ثانه M ثم تعكس لتمر خلال العدسة مرة أخرى لتتجمع فى بؤرة فى النقطة Q' . هذه الصورة للشق تتزاح قليلا بحيث تكون على أحد جانبيه الشق ذاته وعلى الوجه الأيصى لأحد فكى الشق . والآن يدار المنزلق العقدى الذى يحمل جيئة وذهايا مع زحزحة العدسة فى كل مرة إلى أن نلاحظ أن النوران لا يسبب أن حركة للصورة Q' . عند الوصول إلى هذه

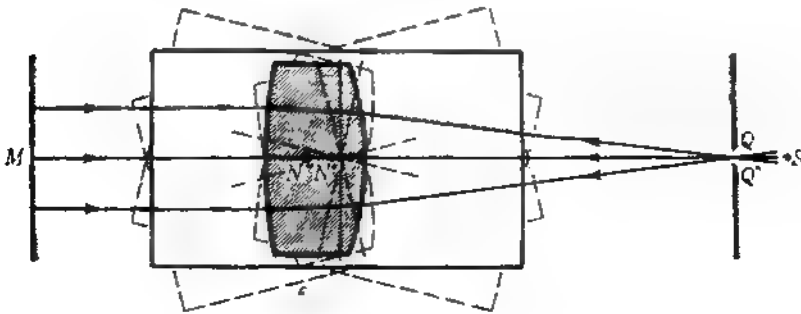
\* هذه المعادلات معطاة فى S. Monk, "Light, Principles and Experiments," Dover Publications, Inc.

New York, 1963 ، على سبيل المثال .

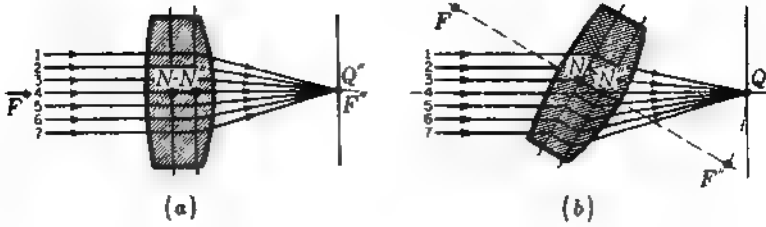
... سحبد محور الدوران  $N''$  موضع إحدى النقطتين العقديتين . بعدئذ تدار الشريحة ... إلى أن يسقط الضوء على السطح الآخر وتكرر العملية لإيجاد النقطة العقدية ... وإذا ما أجريت هذه التجربة في الهواء فإنها بالطبع ستعين موضعى المستويين ... كذلك ، وتكون المسافة  $N''Q''$  مقياسا دقيقا للبعد البؤرى .

البدأ الذى تبنى على أساسه هذه الطريقة للدوران حول النقطة العقدية موضح فى ... ١٥ - ٥ . فى الرسم الأول يمر الشعاع 4 المنطبق على المحور بالنقطتين  $N''$  و  $N$  إلى ... وفى الرسم الثانى يرى العدسة وقد أدبرت حول  $N''$  ، ونرى أن نفس الخزمة ... ثمة تمر خلالها لتتجمع فى بؤرة فى نفس النقطة  $Q''$  . واضح أيضاً أن الشعاع 3 يتجه ...  $N$  بينما يتجه الشعاع 4 إلى  $N''$  . بسقوط الأشعة من مستوى  $N$  إلى مستوى  $N''$  سوف ... مع هذه الأشعة فى  $Q''$  بالرغم من أن  $F''$  قد أزيحت فى أحد الجانبين . لاحظ أن ... 3 يقترب من  $N$  فى نفس الاتجاه الذى يترك فيه  $N''$  تماماً ، وهو ما يناظر شرط ... من النقط العقدية .

إذا أدبرت عدسة كاميرا حول نقطتها العقدية الثانية وثنى شريط طويل من فيلم ... عرافى فى صورة قوس دائرى نصف قطره  $f''$  ومركزه هو النقطة العقدية الثانية ، ... التقاط صورة مستمرة بزاوية كبيرة جدا . ويسمى مثل هذا الجهاز ، المبين ... فى الشكل ٥ - ١٦ ، بالكاميرا البانورامية . وعادة يتكون الغالق من شئ ... أمام الفيلم مباشرة ، ويدور هذا الغالق مع دوران العدسة بحيث يظل دائماً ... كزاً على محورها .



شكل ٥ - ١٤ : استخدام المنزلق العقدي لإيجاد موضعى النقطتين العقديتين .



شكل ٥ - ١٥ : دوران العدسة حول نقطتي العقدة الثانوية بزح الأشعة المنكسرة ولا يرخ الصورة .

### مسائل

إذا لم يعط البعدان البؤريان الأساسى والثانوى لكل من عنصرى النظام البصرى مقدما فى المسائل ١ إلى ٢٣ يجب حسابهما أولا .

- ٥ - ١ عدسة متساوية التحدب نصفها قطريا 5.20 cm ومعامل انكسارها 1.680 وسمكها 3.50 cm موجودة فى الهواء . أحسب (أ) البعد البؤرى للعدسة ، (ب) قوتها . أوجد (ج) المسافتين بين الرأسين والنقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين .  
الجواب : (أ)

$$\begin{aligned} A_2 F'' = +3.222 \text{ cm} \text{ و } A_1 F = -3.222 \text{ cm (ج) ، } +22.59 \text{ D (ب) ، } +4.43 \text{ cm (أ)} \\ A_2 H'' = -1.206 \text{ cm و } A_1 H = +1.206 \text{ cm, (د)} \end{aligned}$$

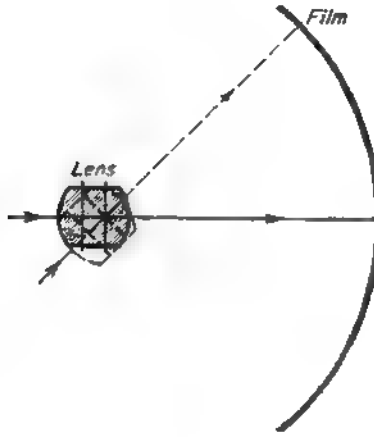
- ٥ - ٢ حل المسألة ٥ - ١ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين .  
٥ - ٣ عدسة زجاجية محدبة مسوية سمكها 2.80 cm ومعامل انكسارها 1.530 إذا كان نصف قطر السطح الثانى 3.50 cm ، أوجد (أ) البعد البؤرى للعدسة ، (ب) قوة العدسة . أوجد المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين .

- ٥ - ٤ حل المسألة ٥ - ٣ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين .  
٥ - ٥ عدسة زجاجية نصفها قطرها  $r_1 = +2.50 \text{ cm}$  ،  $r_2 = 4.50 \text{ cm}$  وسمكها 2.90 cm ومعامل انكسارها 1.630 . أحسب (أ) البعد البؤرى للعدسة (ب) قوة العدسة . أوجد المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين .  
الجواب :

$$\begin{aligned} A_2 F'' = +3.162 \text{ cm و } A_1 F = -7.163 \text{ cm (ج) ، } +17.46 \text{ D (ب) ، } +5.73 \text{ cm (أ)} \\ A_2 H'' = -2.568 \text{ cm و } A_1 H = -1.433 \text{ cm (د)} \end{aligned}$$

- ٥ - ٦ حل المسألة ٥ - ٥ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين

- ٧ • عدسة زجاجية نصفاً قطريها  $r_1 = +6.50\text{cm}$  و  $r_2 = +3.20\text{cm}$  وسمكها  $2.80\text{cm}$  ومعامل انكسارها  $1.560$  أحسب (أ) البعد البؤري للعدسة في الهواء ، (ب) قوة العدسة في الهواء . أوجد المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين



- ٨ • حل المسألة ٧ - ٧ تخطيطاً بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين . استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٨ - ٥ .
- ٩ • عدسة سميكة نصفاً قطريها  $r_1 = 4.50\text{cm}$  ،  $r_2 = 3.60\text{cm}$  وسمكها  $3.0\text{cm}$  ومعامل انكسارها  $1.560$  . أحسب (أ) البعد البؤري للعدسة ، (ب) قوة العدسة . أوجد أيضاً المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين البؤريتين المناظريتين (د) النقطتين الرئيسيتين المناظريتين .
- الجواب :

$$\begin{aligned} (1) \quad A_1F &= -10.26\text{ cm} \quad (2) \quad +6.83\text{ D} \quad (3) \quad A_2F'' = +18.14\text{ cm} \\ (4) \quad A_1H &= +4.38\text{ cm} \quad (5) \quad A_2H'' = +3.502\text{ cm} \end{aligned}$$

- ١٠ • حل المسألة ٩ - ٩ تخطيطاً بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين . استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٨ - ٥ .
- ١١ • وصعت عدسة زجاجية سميكة في طرف صهرج يحوي على سائل شفاف معامل انكساره  $1.420$  . فإذا كان نصفاً قطري العدسة  $r_1 = +3.80\text{cm}$  ،  $r_2 = 1.90\text{cm}$  وسمكها  $4.60\text{cm}$  ومعامل انكسارها  $1.620$  وكان السطح  $r_2$  متلامساً مع السائل ، أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي ، (ب) قوة العدسة . أوجد المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين .

٥ - ١٢ حل المسألة ٥ - ١١ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين .  
استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٥ - ٨ .

٥ - ١٣ عدسة زجاجية سمكها 3.20 cm ونصف قطر سطحها  $r_2 = -2.20 \text{ cm}$  و  $r_1 = +4.50 \text{ cm}$  ومعامل انكسارها 1.630 . فإذا كان  $r_1$  متلامسا مع الهواء وكان  $r_2$  متلامسا مع زيت شفاف معامل انكساره 1.350 أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي ، (ب) قوة العدسة . أوجد المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين ، (هـ) النقطتين العقديتين .

٥ - ١٤ حل المسألة ٥ - ١٣ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقط الأصلية الست للنظام البصري .  
استخدام طرق الشكل ٥ - ٨ .

٥ - ١٥ عدسة زجاجية نصف قطرها  $r_1 = +3.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = +3.0 \text{ cm}$  ومعامل انكسارها 1.60 وسمكها 3.0cm . وضعت هذه العدسة في نهاية صهرنج بحيث كان الهواء متلامسا مع الوجه  $r_1$  وكان زيت شفاف معامل انكساره 1.30 متلامسا مع الوجه  $r_2$  . أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي للنظام كعدسة ، (ب) قوة النظام كعدسة .  
أحسب مواضع (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين ، (هـ) النقطتين العقديتين .

الجواب :

$$P = +13.75 \text{ D} \text{ (ب) ، } f = 7.27 \text{ cm} \text{ (أ)}$$

$$A_2F'' = -3.546 \text{ cm} \text{ (ج) } A_1F = -8.64 \text{ cm}$$

$$A_2H'' = +5.91 \text{ cm} \text{ (د) } A_1H = -1.364 \text{ cm}$$

$$HN = +2.182 = H''N'' \text{ (هـ)}$$

٥ - ١٦ حل المسألة ٥ - ١٥ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقط الأصلية الست للنظام البصري

٥ - ١٧ عدسة زجاجية سمكها 4.50cm ومعامل انكسارها 1.70 ونصف قطر سطحها  $r_1 = +3.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = +3.50 \text{ cm}$  . إذا كان السطح  $r_1$  متلامسا مع سائل معامل انكساره 1.320 والسطح  $r_2$  مع زيت شفاف كثيف جدا معامل انكساره 2.20 أوجد (أ) البعدين البؤريين الأساسيين والثانوي لهذا النظام البصري ، (ب) قوة هذا النظام البصري . أوجد أيضاً المسافتين من الرأسين إلى (ج) النقطتين الرئيسيتين ، (د) النقطتين البؤريتين ، (هـ) النقطتين العقديتين . (و) إذا وضع جسم في السائل ذو معامل الانكسار 1.320 وعلى بعد 13.50cm من  $r_1$  ، أوجد موضع الصورة

٥ - ١٨ حل المسألة ٥ - ١٧ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقط الأصلية الست لنظام العدسة وبعد الصورة .

٥ - ١٩ وضعت عدستان رقيقتان بعداهما البؤريين 8.0cm و 10.0cm على الترتيب بحيث تفصلهما مسافة قدرها 3.0cm . أوجد (أ) البعدين البؤريين لهذه المجموعة البصرية .

(ب) قوتها والمسافة من مركزي العدستين إلى (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين .

الجواب :

$$\begin{aligned} & +18.75 \text{ D } \text{ (ب) } , f_1 = f_2 = +5.33 \text{ cm } \text{ (أ) } \\ & A_2F'' = +3.333 \text{ cm } \text{ و } A_1F = -3.733 \text{ cm } \text{ (ج) } \\ & A_2H'' = -2.0 \text{ cm } \text{ و } A_1H = +1.60 \text{ cm } \text{ (د) } \end{aligned}$$

• ٢٠ حل المسألة ٥ - ١٩ بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين . استخدام طريقة الشكل ٥ - ١٢ .

• ٢١ ثبت عدستان بعدهما البؤريتين  $f_1 = +24.0 \text{ cm}$  ,  $f_2 = -6.50 \text{ cm}$  على الترتيب في حامل بحيث كان مركزهما يبعدان مسافة قدرها  $4.0 \text{ cm}$  أحدهما عن الآخر إذا كان الهواء يحيط بكلا العدستين ، أوجد (أ) البعد البؤري للمجموعة ، (ب) قوة المجموعة ، (ج) المسافة من مركزي العدستين إلى النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين .

• ٢٢ حل المسألة ٥ - ٢١ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين . استخدم طريقة الشكل ٥ - ١٣ .

• ٢٣ عدسة ذات نصفى قطرين متساويين  $r_1 = r_2 = +4.0 \text{ cm}$  سمكها  $3.50 \text{ cm}$  ومعامل انكسارها  $1.650$  . إذا كانت العدسة محاطة بالفواء ، أوجد (أ) قوة هذه العدسة السمكية ، (ب) بعدهما البؤرى . احسب مواضع (ج) النقطتين البؤريتين ، (د) النقطتين الرئيسيتين .

الجواب :

$$\begin{aligned} & f = f'' = +16.60 \text{ cm } \text{ (ب) } , \div 6.03 \text{ D } \text{ (أ) } \\ & A_2F'' = +10.72 \text{ cm } \text{ و } A_1F = -22.48 \text{ cm } \text{ (ج) } \\ & A_2H'' = -5.88 \text{ cm } \text{ و } A_1H = -5.88 \text{ cm } \text{ (د) } \end{aligned}$$

• ٢٤ حل المسألة ٥ - ٢٣ تخطيطيا بإيجاد مواضع النقطتين البؤريتين والنقطتين الرئيسيتين . استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٥ - ٨ .

• ٢٥ باستعمال الشكل ٥ - ٧ كمرشد ، ارسم رسما تخطيطيا لتعيين موضع النقطة البؤرية الثانوية . اشتق المعادلة ( ٥ - ١٠ ) من المثلثات المتشابهة في هذا الرسم

• ٢٦ باستعمال الشكل ٥ - ١٠ كمرشد ، ارسم رسما تخطيطيا لتعيين موضع النقطة البؤرية الأساسية . اشتق المعادلة ( ٥ - ٨ ) من المثلثات المتشابهة في هذا الرسم



# الفصل السادس

## المرايا البصرية

إن خواص السطح الكروي العاكس  
 " العدسة الرقيقة أو السطح الكاسر الثابت  
 " في بعض النواحي الصورة الناتجة من  
 " ما من التأثيرات اللولية الناتجة من  
 " ضوئاً ، لهذا تستعمل المرايا أحياناً  
 " استخداماتها أقل من استخدام العدس  
 " ، حيث تصحیح الأنواع الأخرى من  
 " نظراً لبساطة قانون الانعكاس بامتداد  
 " الصور بواسطة المرايا أسهل من  
 " ، مشتركة في الحالتين فإننا سننظر عدس  
 " عناصر المميرة المختلفة ، وكبدایة سوء  
 " ، آية .

في تكوين الصورة نشه نظيراتها في  
 " بل أد الصورة الناتجة من مرآة كروية  
 " رقيقة وذلك على وجه الخصوص  
 " ضوئاً الذي يصاحب إنكسار الضوء  
 " من العدسات في الأجهزة البصرية ،  
 " بدرجة ملحوظة لأنها لا تعطي نفس  
 " في الصورة ( أنظر الفصل التاسع ) .

قانون الانكسار فإن الدراسة الكمية  
 " حالة العدسات . وحيث أن هناك سمات  
 " ، وسرعة ، وسرعة إهتمامنا الأساسي إلى  
 " ، نناقشنا على الصور المتكونة بالأشعة

### ٦ - ١ النقطة البؤرية والبعد البؤري

مثل الشكل ٦ - ١ رسمين تخطيطيين . يوضحان انعكاس حزمة ضوئية متوازية على  
 " مقعرة وأخرى محدبة . والشماع ساقط على المرآة في نقطة ما مثل T بنسب قانون  
 " ، وواضح في الشكل أن جميع الأشعة تتجمع بعد انعكاسها على المرآة في  
 " واحدة في النقطة F ، بالرغم من أن هذا صحيح للأشعة المحورية فقط . هذه  
 " F تسمى النقطة البؤرية ، أما المسافة FA فتسمى البعد البؤري . وفي الرسم  
 " ، يلاحظ الثاني نرى أن الأشعة المنكسرة تتفرق وتبدو كما لو كانت آتية من نقطة  
 " ، F . وحيث أن الزاوية TCA أيضاً تساوي  $\phi$  فإن المثلث TCF متساوي

المسايق ، وعموماً  $CF = FT$  . ولكن في حالة الزوايا  $\phi$  الصغيرة جداً ( أى الأشعة المحورية ) نجد أن  $FT$  يساوى تقريباً  $FA$  . ومنه :

$$FA = \frac{1}{2}(CA)$$

$$( ٦ - ١ )$$

$$f = -\frac{1}{2}r$$

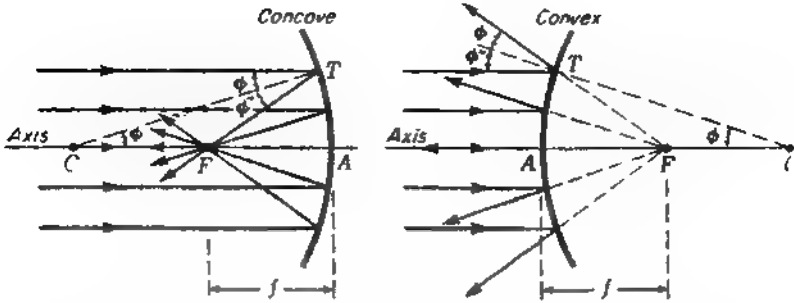
وهذا يعنى أن البعد البؤرى يساوى  $\frac{1}{2}$  نصف قطر الانحناء [ انظر أيضاً المعادلة ( ٦ - ٤ ) ]

وقد أدخلت الاشارة السالبة في المعادلة ( ٦ - ١ ) لكي يصبح البعد البؤرى للمرأة المقعرة . التى تنصرف كعدسة موجبة أو مجمعة ، موجبا أيضاً . وطبقاً لاصطلاح الاشارات المعطى في القسم ٣ - ٥ يكون نصف قطر الانحناء سالبا في هذه الحالة . كذلك فإن البعد البؤرى للمرأة المحدبة ، التى لها نصف قطر موجب ، يجب أن يكون سالبا . وقد اختير هذا الاصطلاح للاثارات بحيث يتفق مع الاصطلاح المستخدم في حالة العدسات ؛ وهو يعطى خصائص مجمعة للمرأة ذات البعد البؤرى  $f$  الموجب وخصائص مفرقة للمرأة ذات البعد البؤرى  $f$  السالب . وطبقاً لمبدأ الانعكاسية يمكننا أن نرى من الشكل ٦ - ١ أن النقطتين البؤريتين الأساسيتين والثانوية للمرأة منطبقتان ، أى أن لها نقطة بؤرية واحدة .

وكما في الحالات السابقة ، يسمى المستوى المستعرض المار بالنقطة البؤرية بالمستوى البؤرى . كذلك فإن خواصه ، كما هو موضح في الشكل ٦ - ٢ ، تشبه خواص أى من المستويين البؤريين للعدسة ؛ فمثلاً . إذا سقطت حزمة ضوئية متوازية بأية زاوية مع المحور البصرى فإنها تنجمع في نقطة ما في المستوى البؤرى . عموماً فإن الصورة  $Q$  لجسم غير محورى بعيد تكون في نقطة تقاطع الشعاع المار بمركز الانحناء  $C$  مع المستوى البؤرى .

## ٦ - ٢ التمثيل التخطيطي

يوضح الشكل ٦ - ٣ كيف تكون المرأة المقعرة صورة حقيقية لجسم ، وهو واضح تماماً ولا يحتاج إلى تفسير . وعندما يحرك الجسم  $MQ$  تجاه مركز الانحناء  $C$  تتحرك الصورة أيضاً مقترية من  $C$  ويزداد حجمها ، وعندما يصل الجسم إلى  $C$  يصبح حجم الصورة مساوياً لحجم الجسم . ويمكن استنتاج شروط تكوين الصورة عندما يكون الجسم بين مركز الانحناء  $C$  والنقطة البؤرية  $F$  بتبديل الصورة بالجسم في هذا الشكل



٦ - ٩ . تنطبق القطعتان البؤريتان الأساسية والثانوية للمرايا الكروية إحداها مع الأخرى .

- ١٠ . لما يكون الجسم داخل النقطة البؤرية تكون الصورة تقديرية كما في حالة العدسة .
- ١١ . هذا وتتبع طرق التمثيل التخطيطي للصورة نفس المبادئ المستخدمة في حالة .
- ١٢ . سات مما في ذلك حقيقة أنه يجب تمثيل الأشعة المحورية باعتبار أن انحرافها يحدث .
- ١٣ . المستوى المماس بدلا من السطح الفعلي .

١٤ . حسب إجراء تجربة مثيرة باستخدام مرآة مقعرة كثيرة في وضع تكبير الوحدة كما هو .

١٥ . في الشكل ٦ - ٤ . تعلق باقة من الزهور في وضع مقلوب في صندوق وتضاء .

١٦ . اح مدرج اللون S . توضع المرآة الكبيرة بحيث يقع مركزها C على السطح العلوي .

١٧ . اعدة الموضوع عليها زهرية حقيقية . عندئذ سترى عبر المشاهد E نسخة كاملة .

١٨ . ليس كمجرد صورة لها ولكن كصورة ثلاثية الأبعاد طبق الأصل ، وهذا يخلق .

١٩ . ما بصريا قويا بأن هذا جسم حقيقي . وكما هو موضح في الشكل ، تنفرق الأشعة .

٢٠ . مختلف النقط على الصورة تماما كما لو كان هناك جسم حقيقي في نفس الموضع .

٢١ . صحت الشكل ٦ - ٥ تطبيق طريقة الشعاع الموارى للرسم التخطيطي على المرآة .

٢٢ . بعد انعكاس الأشعة الثلاثة الصادرة من النقطة Q تتجمع هذه الأشعة في النقطة .

٢٣ . قمة Q . وهكذا فإن الصورة تكون حقيقية ومقلوبة وأصغر من الجسم . سأخذ .

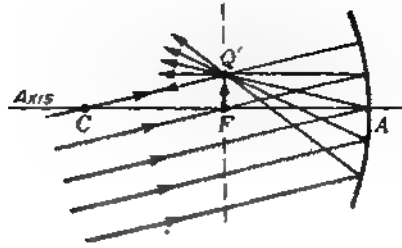
٢٤ . الأشعة واحدا واحدا . الشعاع 4 مرسوم موازيا للمحور ، لذلك فإنه يعكس مارا .

٢٥ . اسطة F طبقا لتعريف النقطة البؤرية . كذلك فإن الشعاع ، الذي يمر بالنقطة F .

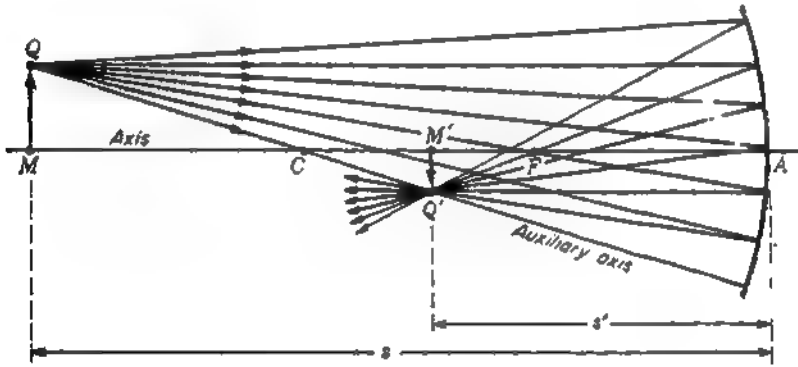
٢٦ . يس موازيا للمحور ، أما الشعاع 8 المار بمركز الانحناء فإنه يسقط عموديا على المرآة .

٢٧ . مكس مطبقا على نفسه . نقطة تقاطع أى شعاعين من هذه الأشعة كافية لتعيين .

٢٨ . مع الصورة .



شكل ٦ - ٢ الأشعة المتوازية الساقطة على مرآة مقعرة في اتجاه مائل على المحور تتجمع في بؤرة في المستوى البؤري

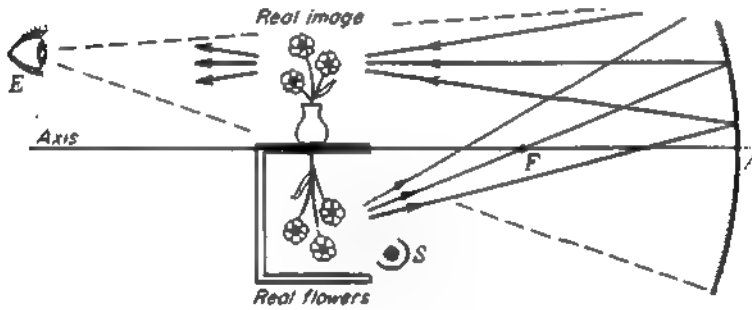


شكل ٦ - ٣ : الصورة الحقيقية الناتجة من مرآة مقعرة

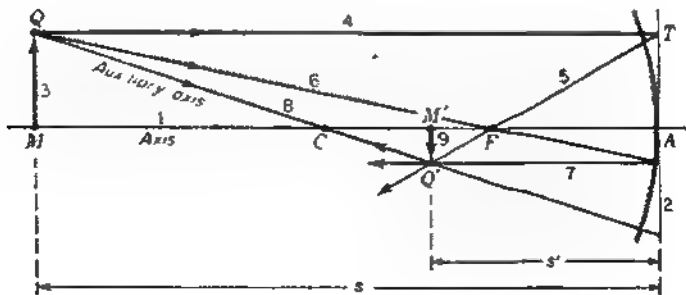
في الشكل ٦ - ٦ طبقت طريقة مشابهة للرسم التخطيطي على مرآة محدبة . بعد الانعكاس تنعرج الأشعة الصادرة من نقطة الجسم Q كما لو كانت آتية من النقطة المترافقة Q . لتأخذ هذه الأشعة كلا على حدة . الشعاع 4 الذي بدأ موازياً للمحور ينعكس كما لو كان آتياً من F . والشعاع 6 المتجه نحو مركز الانحناء C ينعكس منطبقاً على نفسه . أما الشعاع 7 المتجه نحو F فإنه ينعكس موازياً للمحور . وحيث إن الأشعة المنعكسة لا تمر إطلاقاً بالنقطة Q فإن الصورة Q'M تكون تقديرية في هذه الحالة .

من الممكن أيضاً استخدام طريقة الشعاع المائل في حالة المرايا ، وهذا موضح في الشكل ٦ - ٧ . بعد رسم المحور 1 والمرآة 2 بوضع النقطتان F و C ويرسم الشعاع ١

١. أنه ، اوية مع المحور . بعدئذ يرسم الخط المتقطع 4 مارا بالنقطة F ومواليا شعاع
٢. نقطة تقاطع هذا الشعاع مع المرآة S يرسم شعاع موازى 6 فى الاتجاه العكسى
٣. مقاطع مع المستوى البؤرى فى P . بعد ذلك يرسم الشعاع 7 فى الاتجاه TP ويمد
٤. نهايته إلى أن يتقاطع مع المحور فى M' ومن ثم فإن M:M' نقطتان مترافقتان ،
٥. يكون 3 و 7 جزئين من الشعاع فى فراغى الجسم والصورة . ويتضح مبدأ هذا
٦. التخطيطى من أنه إذا كان الشعاعان 3 و 4 شعاعين متوازيين ساقطين فإيهما
٧. عال فى بؤرة P فى المستوى البؤرى . إذا رسم شعاع آخر يمر بالنقطة C ويوازى
٨. 3 بدلا من الشعاع 4 فإنه سيقطع المستوى البؤرى فى P أيضا . هذا لأن أى
٩. ما يمر مركز الانحناء ينعكس منطلقا على نفسه .



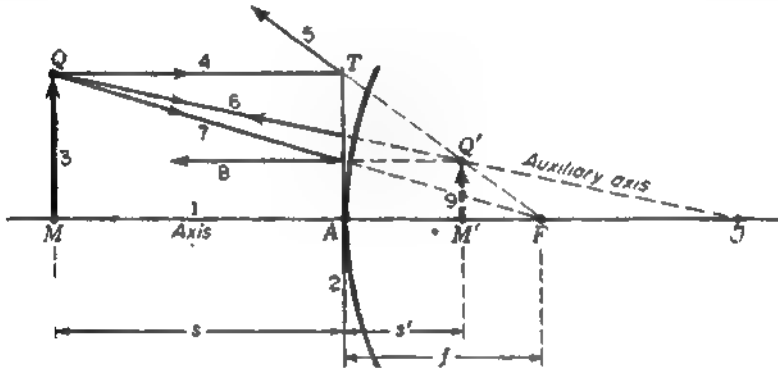
١٠. التربة الصلبة للعدايع الصرى الناتج من صورة حقيقية نكيوها يساوى الوحدة . وتبين الصورة
١١. الامداد اختلاف المنظر كما تفعل الزهور الحقيقية تماما . وهذه الصورة حقيقية وأمانة لدرجة أن العين
١٢. تلح أن تكشف الفرق بين الصورة الحقيقية والجسم الحقيقى .



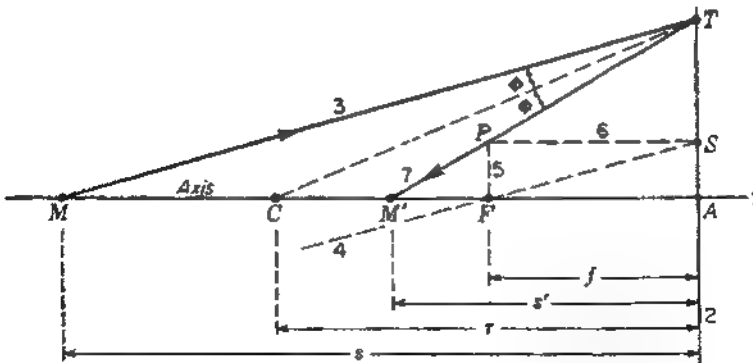
١٣. طريقة الشعاع الموازى لاجناد موضع الصورة التى تكونها مرآة مقعرة تخطيطيا .

### ٦ - ٣ معادلات المرايا

لكي نستطيع تطبيق المعادلات التخطيية للعدسات المعطاة في الفصول السابقة على المرايا الكروية بأقل قدر ممكن من التغيير يجب أن تلتزم بالاصطلاحات التالية للإشارات :



شكل ٦ - ٦ : طريقة الشعاع الموازي لإيجاد موضع الصورة التي تكونها مرآة محدبة تخطيطيا .



شكل ٦ - ٧ : طريقة الشعاع المائل لإيجاد موضع الصورة التي تكونها مرآة مقعرة تخطيطيا .

- ١ - تحصر المسافات موجبة إذا كانت مقاسة من اليسار إلى اليمين وسالبة إذا كانت مقاسة من اليمين إلى اليسار .
- ٢ - الأشعة الساقطة تتجه من اليسار إلى اليمين ، والأشعة المنعكسة تتجه من اليمين إلى اليسار .
- ٣ - يقاس المد البؤري من النقطة البؤرية إلى الرأس . هذا يجعل إشارة  $f$  موجبة للمرايا المقعرة وسالبة للمرايا المحدبة .
- ٤ - يقاس نصف القطر من الرأس إلى مركز الانحناء . هذا يجعل  $r$  سالبا للمرايا المقعرة وموجبا للمرايا المحدبة .
- ٥ - يقاس بعد الجسم  $s$  وبعد الصورة  $s'$  من الجسم ومن الصورة على الترتيب إلى الرأس . هذا يجعل كلا من  $s$  و  $s'$  موجبا ويجعل الجسم والصورة حقيقيين عندما يقعان على الجانب الأيسر من الرأس ، ويكون هذان البعدان سالبين ويكون الجسم والصورة تقيمين إذا كانا يقعان على الجانب الأيمن من الرأس .

الاصطلاح الأخير من اصطلاحات الاشارات السابقة يعنى أن فراغى الجسم . الصورة منطبقان تماماً في حالة المرايا وأن الأشعة الضوئية تقع دائماً في الفراغ الموجود بين الجانب الأيسر من المرآة . وحيث إن معامل انكسار فراغ الصورة هو نفس معامل انكسار فراغ الجسم ، فإن  $n$  في المعادلات السابقة يساوى  $n$  عددياً .

١٠ - على عبارة عن اشتقاق بسيط للمعادلة التي تعطى العلاقات المترافقة للمرآة .  
 ١١ - لاحظ في الشكل ٦ - ٧ أن نصف القطر  $CT$  ينصف الزاوية  $MTM'$  وذلك طبقاً لمعادلة الانعكاس . وباستخدام نظرية هندسية شهيرة يمكننا إذن أن نكتب التناسب التالي :

$$\frac{MC}{MT} = \frac{CM'}{M'T}$$

الآن ، في حالة الأشعة المحورية  $MT \approx MA = s$  و  $M'T \approx M'A = s'$  حيث يعنى  
 ١٢ - " يساوى تقريباً " كذلك نرى من الشكل أن :

$$MC = MA - CA = s + r$$

$$CM' = CA - M'A = -r - s' = -(s' + r) \quad \therefore$$

م. يضى في التناسب نحصل على العلاقة :

$$\frac{s + r}{s} = - \frac{s' + r}{s'}$$

التي يمكن وضعها بسهولة في الصورة :

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = -\frac{2}{r} \quad (٦ - ٢)$$

معادلة المرايا

وحيث ان النقطة البؤرية الأساسية تعرف بأنها تلك النقطة المحورية للجسم التي تتكون صورتها في مالا نهاية ، إذن بوضع  $s = f$  و  $s' = \infty$  في المعادلة (٦ - ٢) نجد أن :

$$\frac{1}{f} + \frac{1}{\infty} = -\frac{2}{r}$$

ومنه :  $\frac{1}{f} = -\frac{2}{r}$  أو  $f = -\frac{r}{2}$  (٦ - ٣)  
وتعرف النقطة البؤرية الثانوية بأنها الصورة النقطية لجسم نقطى يقع في مالا نهاية . بذلك يكون  $s' = f$  و  $s = \infty$  ، بحيث يكون :

$$\frac{1}{\infty} + \frac{1}{f'} = -\frac{2}{r}$$

ومنه :  $\frac{1}{f'} = -\frac{2}{r}$  أو  $f' = -\frac{r}{2}$  (٦ - ٤)  
وهكذا فإن النقطتين البؤريتين الأساسية والثانوية تقعان في نفس النقطة ، ويكون مقدار البعد البؤرى  $\frac{1}{2}$  نصف قطر الانحناء . وعندما يوضع  $1/f$  بدلا من  $-2/r$  تنحول المعادلة (٦ - ٢) إلى :

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (٦ - ٥)$$

تماماً كما في حالة العدسات .

يمكن إيجاد قيمة التكبير الجانبي للصورة المكونة بالمرآة من هندسة الشكل ٦ - ٣ .  
من تناسب الأضلاع المتناظرة في المثلثين المتشابهين  $QAM$  و  $Q'AM'$  نجد أن  $s'/s = v'/v$  -  
ومنه :

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{s'}{s} \quad (٦ - ٦)$$

مثال ١ : وضع جسم ارتفاعه 2.0cm على بعد قدره 10.0cm أمام مرآة مقعرة . . . فظهرها 16.0cm . أوجد (أ) البعد البؤري للمرآة ، (ب) موضع الصورة ، (ج) التكبير الجانبي .

الحل : الكميات المعروفة هي  $y = +2.0\text{cm}$  و  $s = +10.0\text{cm}$  و  $s' = -16.0\text{cm}$  والكميات المجهولة هي  $f$  و  $m$  (أ) من المعادلة ( ٦ - ٣ ) :

$$f = -\frac{-16}{2} = +8.0\text{ cm}$$

( ب ) من المعادلة ( ٦ - ٥ ) :

$$\frac{1}{s'} = \frac{1}{8} - \frac{1}{10} = \frac{1}{40} \quad \text{أو} \quad \frac{1}{10} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{8}$$

$$s' = +40.0\text{ cm} \quad : \dots$$

( ج ) من المعادلة ( ٦ - ٦ ) :

$$m = -\frac{40}{10} = -4$$

، تكون الصورة في الجانب الأيسر من العدسة وعلى بعد قدره 4.0cm ، ويكون حجم الصورة 4 أضعاف حجم الجسم ، وهي صورة حقيقية مقلوبة .

## ٦ ٤ قوى المرايا

لقد استخدم رمز القوة المعطى في القسم ٤ - ١٢ لوصف خواص العدسات فيما يتعلق بتكوين الصورة ، ومن الممكن استخدام نفس هذا الأسلوب بسهولة في حالة المرايا الكروية كالتالي . لتعطى أولاً التعريفات التالية :

$$( ٧ - ٦ ) \quad P = \frac{1}{f} \quad V = \frac{1}{s} \quad V' = \frac{1}{s'} \quad K = \frac{1}{r}$$

١. استخدام هذه التعريفات لتحول المعادلات ( ٦ - ٢ ) و ( ٦ - ٥ ) و ( ٦ - ٣ ) ، إلى الصور التالية :

$$( ٨ - ٦ ) \quad V + V' = -2K$$

$$( ٩ - ٦ ) \quad V + V' = P$$

$$( ١٠ - ٦ )$$

$$P = -2K$$

$$( ١١ - ٦ )$$

$$m = \frac{1'}{1} = -\frac{V}{V'}$$

مثال ٢ : وضع جسم على بعد 20.0 cm أمام مرآة محدبة نصف قطرها 50.0 cm

أحسب (أ) قوة المرآة ، (ب) موضع الصورة ، (ج) تكبير الصورة :

الحل : بالتعبير عن جميع المسافات بالأمتار نحصل على :

$$K = \frac{1}{0.50} = +2 \text{ D} \quad \text{و} \quad V = \frac{1}{0.20} = +5 \text{ D}$$

( أ ) من المعادلة ( ١٠ - ٦ ) :

$$P = -2K = -4 \text{ D}$$

(ب) من المعادلة ( ٩ - ٦ ) :

$$V' = -9 \text{ D} \quad \text{أو} \quad 5 + V' = -4$$

$$s' = \frac{1}{V'} = -\frac{1}{9} = -0.111 \text{ m} = -11.1 \text{ cm} \quad \text{أو}$$

(ج) من المعادلة ( ١١ - ٦ ) :

$$m = -\frac{5}{-9} = +0.555$$

إذن قوة المرآة هي  $P = -4 \text{ D}$  ، والصورة تقديرية معتدلة وتقع على الجانب الأيمن من المرآة وعلى بعد قدره 11.1 cm منها وتكبيرها  $\times 0.555$  .

## ٦ - ٥ المرايا السميكة

يطبق مصطلح المرآة السميكة على أى نظام بصرى مكون من عدسة يكون أحد سطحيها الكرويين سطحاً عاكساً . وتحت هذه الظروف ينعكس الضوء المار خلال النظام بواسطة المرآة إلى الخلف ليرتد خلال نظام العدسة مرة أخرى ويخرج منه في هبة الأمر إلى الفراغ الذى دخل منه الضوء إلى العدسة . ويمثل الشكل ٦ - ٨ ثلاث

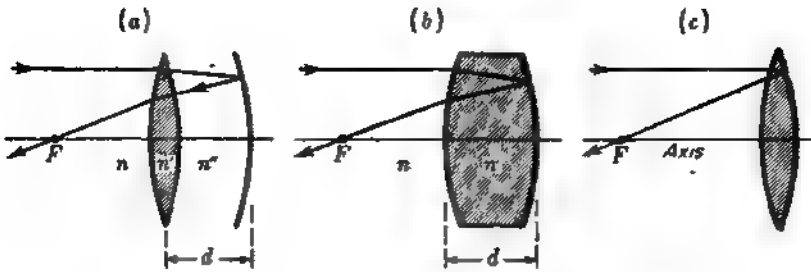
١٠٠٠. ال شائعة من النظم البصرية التي يمكن تصنيفها كمرايا سميكة . هذا وقد رسم  
ملح الأيمن والأبعد عن الضوء كخط أكثر سمكا من الخطوط الأخرى لكي نبين أنه  
١٠٠١. عاكس . كذلك يبين الشكل مسير شعاع يسقط موازيا للمحور خلال النظام  
أن يتقاطع بعد انعكاسه مع المحور محددًا بذلك موضع النقطة البؤرية .

١٠٠٢. ابل مرآة سميكة نقطة رئيسية ومستوى رئيسي بالإضافة إلى النقطة البؤرية والمستوى  
بؤري ، وسنعطى فيما بعد طريقتين تخطيطيتين لإيجاد موضعى النقطة الرئيسية  
١٠٠٣. مستوى الرئيسي . وقد طبقت الطريقة الأولى ، وهى طريقة الشعاع المائل (أ) على  
١٠٠٤. من مكونة من عدسة رقيقة ومرآة كروية فى الشكل ٩ - ٩ ، بينما طبقت الطريقة  
١٠٠٥. وهى طريقة الرسم التخطيطي المساعد (ب) على مجموعة مكونة من عدسة سميكة  
١٠٠٦. كروية فى الشكل ٩ - ١٠ .

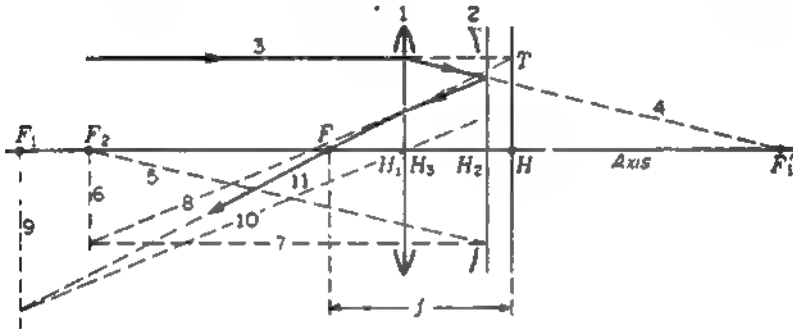
١٠٠٧. المثال التوضيحي الأول اعتبرت العدسة رقيقة بحيث يمكننا أن نفترض أن نقطتها  
١٠٠٨. بؤرية تنطبقان معاً فى النقطة  $H_1$  وهى مركز العدسة . وإذا سقط شعاع موازى  
١٠٠٩. على النظام فإنه سوف ينكسر خلال العدسة ثم ينعكس على المرآة لينكسر مرة  
١٠١٠. خلال العدسة ليتقاطع مع محور النظام فى  $F$  . ومن ثم فإن  $T$  ، وهى نقطة تقاطع  
١٠١١. الشعاع الساقط والشعاع النهائى ، تحدد موضع المستوى الرئيسى ، وبذلك تمثل  
١٠١٢. النقطة الرئيسية للنظام . وإذا ما اتبعنا اصطلاحات الاشارة فى حالة المرآة المنفردة  
١٠١٣. ( القسم ٦ - ٣ ) سنجد أن البعد البؤرى  $f$  لهذه المجموعة بالذات موجباً وأنه  
١٠١٤. بالمسافة  $FH$  .

١٠١٥. المثال التوضيحي الثانى ( شكل ٦ - ١٠ ) ينكسر الشعاع الساقط على السطح  
١٠١٦. ويعكس على السطح الثانى ثم ينكسر مرة أخرى على السطح الأول لكي يتقاطع  
١٠١٧. نهاية مع المحور . ومن ثم فإن نقطة تقاطع الشعاعين الساقط والنهائى  $T$  تحدد موضع  
١٠١٨. الرئيسى وبذلك  $H$  هى النقطة الرئيسية للنظام .

١٠١٩. التمثيل التخطيطي لهذه الحالة ، كما هو موضح فى الرسم التخطيطي المساعد فى  
١٠٢٠. ٦ - ١٠ ، برسم  $XZ$  موازيا للمحور . بعدئذ تؤخذ النقطة  $O$  القريبة من المركز  
١٠٢١. أصلى وترسم منها مسافات تتناسب مع  $n'$  و  $n$  فى كلا الاتجاهين على الخط  $XZ$  .  
١٠٢٢. سم الخطوط الرأسية التى تمثل  $n'$  و  $n$  ترسم الخطوط الأخرى بترتيب الأرقام 1,2,3,...  
١٠٢٣. أن يكون كل خط زوجى الترتيب من هذه الخطوط موازيا للخط الفردى السابق له  
١٠٢٤. ليب . أما عن برهان صحة هذا الإنشاء التخطيطي فى حالة الأشعة المحورية فإنه  
١٠٢٥. بالبرهان المعطى فى الشكل ٣ - ٨ .



شكل ٦ - ٨ : رسوم تخطيطية لبعض أنواع المرايا السمكية توضح موضع النقطة البؤرية لكل منها .



شكل ٦ - ٩ : طريقة الشعاع المائل للرسم التخطيطي ليعين موضعى النقطة البؤرية والنقطة الرئيسية لمراة سميكة .

## ٦ - ٦ معادلات المرايا السمكية

سوف تعطى هذه المعادلات باستخدام تدوين القوى للحالة (أ) الموضحة في الشكل ٦ - ٨ . إذا كانت  $r_1, r_2, r_3$  هي أنصاف أقطار الأسطح الثلاثة من اليسار إلى اليمين على الترتيب يمكننا إثبات أن قوة المجموعة تعطى بالعلاقة :

$$P = (1 - cP_1)(2P_1 + P_2 - cP_1P_2) \quad \bullet$$

( ٦ - ١٢ )

حيث

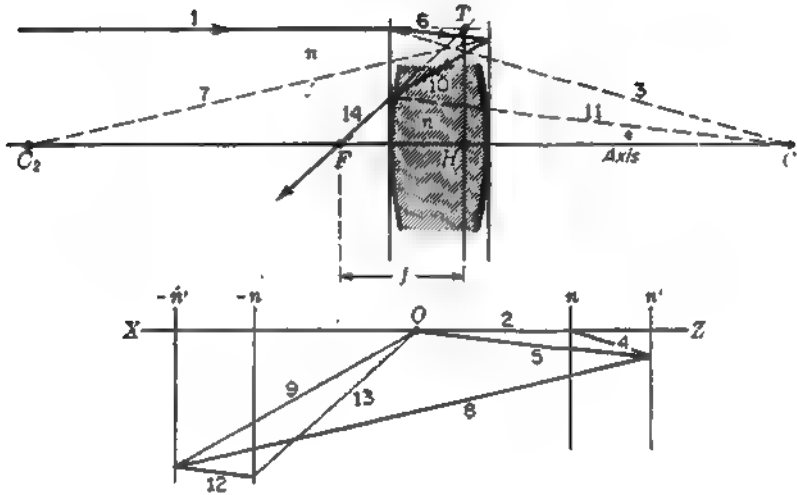
( ٦ - ١٣ )

$$P_1 = (n' - n)(K_1 - K_2)$$

( ١٤ - ٦ )

$$P_2 = 2nK_3$$

$$K_1 = \frac{1}{r_1} \quad K_2 = \frac{1}{r_2} \quad K_3 = \frac{1}{r_3}$$



١٠ - ٦ طريقة الرسم التخطيطي المساعد لإيجاد موضع النقطة البؤرية والنقطة الرئيسية لعدسة  
عظيمة .

١. نوضح في الرسم التخطيطي (أ) فقط وعندما يكون  $n' = n$  [ انظر المعادلتين  
( ١٦ ) و ( ١٤ - ٦ ) ] . في هذه المعادلات  $n'$  هو معامل انكسار العدسة ،  $n$   
انكسار الوسط المحيط . وتعطى المسافة بين العدسة والنقطة الرئيسية للمجموعة  
٤٥٠٠ :

$$H_1H = \frac{c}{1 - cP_1} \quad ( ١٥ - ٦ )$$

٢.  $H_1$  منطقة على مركز العدسة و :  $c = \frac{d}{n}$  ( ١٦ - ٦ )  
الضروري أن نلاحظ من المعادلات ( ١٥ - ٦ ) أن موضع  $H$  لا يعتمد على قوة  
١.  $P_2$  ولا يعتمد بالتالي على انحنائها  $K_3$  .

مثال ٣ : مرآة سميكة كالمبينة في الشكل ٦ - ٨ (أ) إحدى مركبيتها عبارة عن عدسة رقيقة معامل انكسارها  $n' = 1.50$  نصفى قطريها  $r_1 = +50.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = -50.0 \text{ cm}$  هذه العدسة تقع على بعد  $10.0 \text{ cm}$  أمام مرآة نصف قطرها  $-50.0 \text{ cm}$  - بفرض أن الهواء يحيط بكلا المركبتين ، أوجد (أ) قوة المجموعة ، (ب) البعد البؤري ، (ج) النقطة البؤرية .

الحل : المعادلة ( ٦ - ١٤ ) أن قوة المرآة هي :

$$P_1 = (1.50 - 1) \left( \frac{1}{0.50} - \frac{1}{-0.50} \right) = +2 \text{ D}$$

ونجد من المعادلة ( ٦ - ١٤ ) أن قوة المرآة هي :

$$P_2 = -2 \frac{1}{-0.50} = +4 \text{ D}$$

وباستخدام المعادلة ( ٦ - ١٦ ) :

$$c = \frac{d}{n} = \frac{0.10}{1} = 0.10 \text{ m}$$

وأخيرا نجد من المعادلة ( ٦ - ١٢ ) أن قوة المجموعة هي :

$$P = (1 - 0.10 \times 2)(2 \times 2 + 4 - 0.10 \times 2 \times 4) \\ = 0.8(4 + 4 - 0.8) = +5.76 \text{ D}$$

(ب) القوة  $+5.76 \text{ D}$  تناظر بعدا بؤريا قدره :

$$f = \frac{1}{P} = \frac{1}{5.76} = 0.173 \text{ m} = +17.3 \text{ cm}$$

(ج) يعين موضع النقطة البؤرية H من المعادلة ( ٦ - ١٥ ) بدلالة المسافة :

$$H_1 H = \frac{0.10}{1 - 0.10 \times 2} = \frac{0.10}{0.80} = 0.125 \text{ m} = +12.5 \text{ cm}$$

٦. النقطة البؤرية تقع على بعد 12.5 cm من العدسة في الجانب الأيمن أو على بعد فocale 25 cm خلف المرآة .

## ٦ ٧ مرايا سمكية أخرى

مثال توضيحي آخر للمرآة السمكية ، اعتبر عدسة سمكية ذات سطح خلفي مقعر كما هو مبين في الشكل ٦ - ٨ (ب) . تبين مقارنة هذا النظام بالنظام الموضح في الجزء (أ) من الشكل أن المعادلات (٦ - ١٢) إلى (٦ - ١٥) سوف تنطبق إذا عرفت القوتان  $P_1, P_2$  بطريقة مناسبة . ففي الرسم التخطيطي (ب) تمثل  $P_1$  قوة انكسار الأول وحده وتمثل  $P_2$  قوة السطح الثاني كمرآة نصف قطرها  $r_2$  في وسط السطح  $n'$  . بأسلوب آخر :

$$(٦ - ١٧) \quad P_1 = \frac{n' - n}{r_1} \quad P_2 = -\frac{2n'}{r_2} \quad \text{و} \quad c = \frac{d}{n'}$$

سواء على هذه التعريفات نرى أن قوة المرآة السمكية (ب) تعطى بالمعادلة (٦ - ١٢) وأن نقطتها الرئيسية تعطى بالمعادلة (٦ - ١٥) .

المثال التوضيحي الثالث للمرآة السمكية يتكون من عدسة رقيقة ذات سطح خلفي مقعر كما هو مبين في الشكل ٦ - ٨ (ج) . يمكننا النظر إلى هذا النظام بطريقتين : (١) كحالة خاصة للرسم التخطيطي (أ) حيث يكون نصف قطر المرآة مساوياً لنصف قطر العدسة الخلفية للعدسة وتكون المسافة الفاصلة بينهما صفراً ، أو (٢) كحالة خاصة للرسم التخطيطي (ب) حيث يؤول السمك عملياً إلى الصفر . وفي كلتا الحالتين تؤول المعادلة (٦ - ١٢) إلى :

$$(٦ - ١٨) \quad P = 2P_1 + P_2$$

• نطلق النقطة الرئيسية  $H$  مع  $H_1$  في مركز العدسة والمرآة . وهنا تمثل  $P_1$  قوة العدسة المقعرة في الهواء وتمثل  $P_2$  قوة المرآة في الهواء . من ناحية أخرى يمكننا اعتبار أن  $P_1$  هي قوة السطح الأول كسطح كاسر نصف قطرها  $r_1$  و  $P_2$  هي قوة السطح الثاني كمرآة نصف قطرها  $r_2$  في وسط معامل انكساره  $n'$  [ انظر المعادلة (٦ - ١٧) ] .

## ٦ - ٨ الزيغ الكروى

لقد اقتضت مناقشة المرآة الكروية الواحدة في الأجزاء السابقة على الأشعة المحورية . وتحت هذه الشروط يمكن تكوين صورة حادة للأجسام التى تقع على أى بعد من المرآة على ستار لأن حزم الأشعة الضوئية المتوازية القريبة من المحور ولتى تصنع معه زوايا صغيرة جدا تتجمع دائما فى بؤرة حادة فى المستوى البؤرى . ومع ذلك ، فإذا لم يكن الضوء مقصورا على الأشعة المحورية فإن جميع الأشعة الصادرة من نقطة واحدة على الجسم لن تتجمع فى نقطة واحدة ولكنها ستؤثر تأثيرا غير مرغوب فيه يعرف بالزيغ الكروى . هذه الظاهرة موضحة فى الشكل ٦ - ١١ حيث تعبر الأشعة التى تقع على أبعاد متزايدة  $h$  المحور على بعد أقرب من المرآة . ويعرف الغلاف الذى يحتوى جميع الأشعة بالسطح الحارق . وإذا وضع ستار صغير فى المستوى البؤرى المحورى  $F$  ثم حرك مقتربا من المرآة فإننا سنصل إلى نقطة يكون فيها حجم الصورة الدائرية أقل ما يمكن . هذه البقعة الدائرية الشبيهة بالقرص موضحة فى الرسم وتسمى دائرة القمة الصغرى .

من الممكن برهان أن الأشعة المنعكسة من المنطقة الخارجية لمرآة مقعرة تعبر المحور داخل النقطة البؤرية المحورية ببساطة بالرجوع إلى الشكل ٦ - ١٢ . طبقا لقانون الانعكاس وتطبيقه على الشعاع الساقط فى النقطة  $T$  يجب أن تكون زاوية الانعكاس  $\phi$  مساوية لزاوية السقوط  $\phi$  ، وهذه بالتالى تساوى الزاوية  $TCA$  . وحيث إن الزاويتين متساويتان فإن المثلث  $CTX$  متساوى الساقين ، ولهذا فإن  $XC = XT$  . وحيث إن الخط المستقيم أقرب بعد بين نقطتين ، إذن :

$$CT < CX + XT$$

ولكن  $CT$  هو نصف قطر المرآة ويساوى  $CA$  ، إذن :

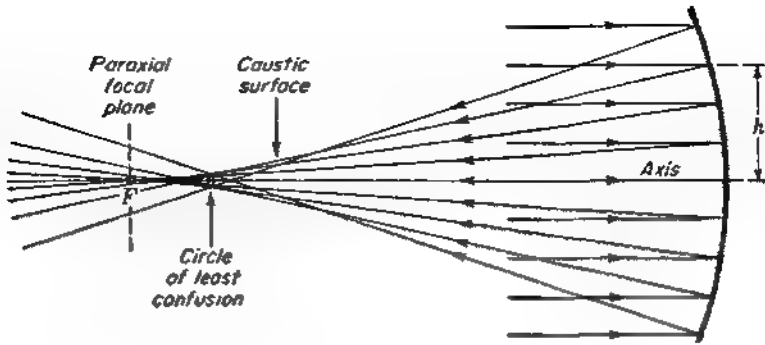
$$CA < 2CX$$

$$\frac{1}{2}CA < CX$$

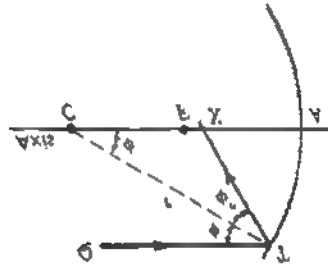
ومنه :

ويتضح من الشكل أنه إذا تحركت  $T$  مقتربة من  $A$  فإن النقطة  $X$  تقترب من  $F$  وفى النهاية نجد أن  $CX = XA = FA = \frac{1}{2}CA$  .

لقد أمكن فى السنوات الأخيرة استنباط طرق عديدة لتقليل الزيغ الكروى . فإذا كان سطح المرآة هو سطح جسم مكافئ هوراني بدلا من السطح الكروى فإن جميع



خط ٦ - ١١ : التبع الكروي لمراة كروية مقعرة .



مل ٦ - ١٢ : رسم هندسي يوضح كيف تمر الأشعة الحرفية الموازية لمحور مراة كروية ذلك المحور داخل القطع النزوية

١. مع الموازية للمحور تتجمع في نفس النقطة كما هو موضح في الشكل ٦ - ٣ (أ) .  
 ٢. ضة الأخرى لتحقيق ذلك هي المبينة فيما بعد في الشكل ١٠ - ١٧ حيث يوضع  
 ٣. مصحح أما المراة الكروية وبذلك تنحرف الأشعة بالقدر المطلوب قبل الانعكاس .  
 ٤. سطح اللوح في مركز انحناء المراة نحصل على ترتيبه بصرية نافعة للغاية تعرف بنظام  
 ٥. سميت . لنظام الثالث ، وهو المعروف بمراة مانجن ، موضح في الشكل ٦ - ١٣  
 ٦. وها تستخدم عدسة هلالية ذات سطحين كرويين . فإذا فضض السطح الخلفي  
 ٧. مراة مقعرة فإن جميع الأشعة المتوازية سوف تتجمع في نقطة جيدة بدرجة  
 ٨. .

## ٦ - ٩ اللاستجمية ( اللانقطية )

يحدث هذا العيب عندما يقع جسم نقطي على مسافة ما من محور مرآة مقعرة أو محدبة . في هذه الحالة تصنع الأشعة الساقطة ، متوازية كانت أو غير وازية ، زاوية كبيرة  $\phi$  مع محور المرآة . نتيجة لذلك لن تتكون صورة نقطية لذلك الجسم ، بل ستكون له بدلا من ذلك صورتان خطيتان متعامدتان إحداها مع الأخرى . هذه الظاهرة معروفة باسم اللاستجمية وهي موضحة بالرسم المنظوري في الشكل ٦ - ١٤ . الأشعة الساقطة هنا متوازية ، ولكن الأشعة المنعكسة متجمعة تجاه الخطين  $T$  و  $S$  . هاتان الصورتان لا تقعان في مستوى واحد إذ أن الأشعة المتوازية الواقعة في المستوى الرأسى أو المماسى RASE تتجمع في بؤرة في النقطة  $T$  ، بينما تتجمع الأشعة المتوازية الواقعة في المستوى الأفقى أو السهمى JAKE في البؤرة  $S$  . فإذا وضع الستار عند  $E$  وحرك مقتربا من المرآة فإن الصورة ستصبح خطا رأسيا عند  $S$  وقرصا دائريا عند  $L$  وخطا أفقيا عند  $T$  .

إذا قمنا بتعيين مواضع الصورتين  $S$  و  $T$  لجسم نقطي لقيم مختلفة كثيرة من الزوايا فإن محلليها الهندسيين سيكونان سطحا لجسم مكافئ دوراني و سطحا مستويا في كلتا هاتين الحالتين يقاس البعدان  $s$  و  $s'$  على طول الشعاع الرئيسى ، والزاوية  $\phi$  هي زاوية ميل الشعاع الرئيسى و  $r$  نصف قطر انحناء المرآة .

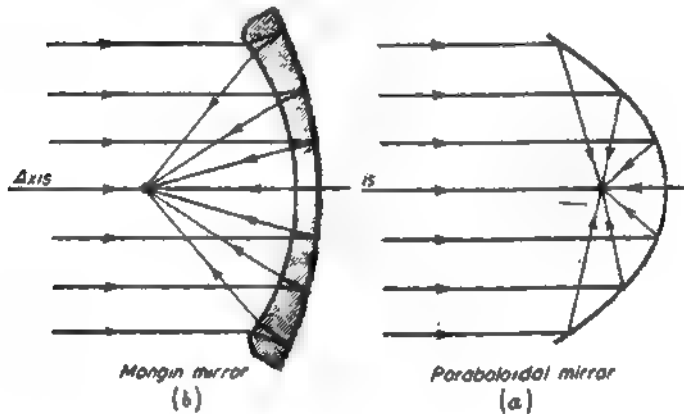
يمثل نظام شميدت البصرى ، الذى سيناشر فيما بعد ( شكل ١٠ - ١٧ ) ، ومرآة مانحين المبينة في الشكل ٦ - ٣ (ب) جهازين قيمة اللاستجمية في مرآتهما أقل ما يمكن . وبالرغم من أن لكل من هذين الجهازين سطحا بؤريين  $S$  و  $T$  فإنهما متقاربان جدا أحدهما من الآخر ، كما أن المحل الهندسى لموضعهما المتوسط ( كالنقطة  $L$  في الشكل ٦ - ١٤ ) عبارة عن سطح كروى تقريبا . ويقع مركز هذا السطح الكروى في مركز انحناء المرآة ، كما هو مبين في الشكل ١٠ - ١٧ .

تمتاز المرآة المصنوعة على شكل سطح الجسم المكافئ الدوراني بخلوها تماما من الزرع الكروى حتى للفتحات الكبيرة ، ولكن قيمة الفروق اللاستجمية  $S-T$  لها كبيرة بدرجة غير عادية . لهذا السبب فإن استخدامات العواكس التى على شكل سطح الجسم المكافئ الدوراني محدودة ، ولذلك تستخدم في الأجهزة ذات الانتشار الزاوى الصغير كالتلسكوبات الفلكية والأضواء الكاشفة . على الترتيب ، كما هو مبين في الشكل

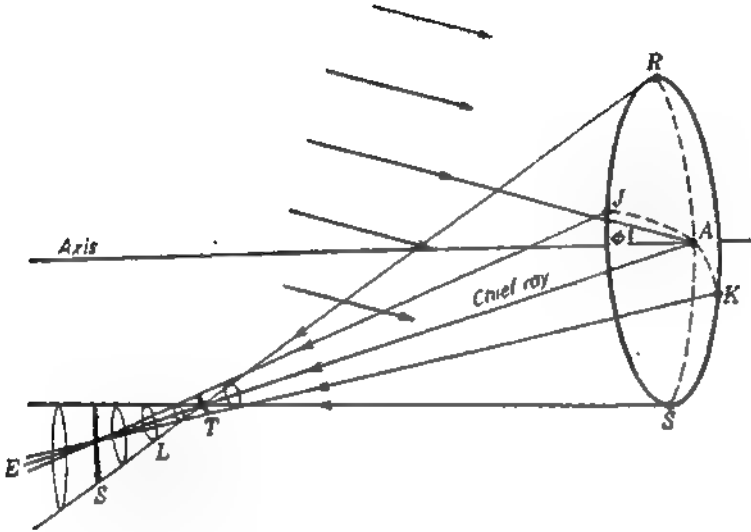
١٥. وكلما قل ميل الأشعة وازدادت قربا من المحور ، فإن الصورتين لن تقتربا  
 أحدهما من الأخرى باقترابهما من المستوى البؤرى المحوري ، ولكهما سوف  
 ، أيضاً في الطول . ويعطى مقدار لاستجمية أية حزمة من الأشعة بالمسافة بين  
 S<sub>1</sub> على طول الشعاع الرئيسي .

\* ادلتان التاليتان تعطيان موضعي الصورتين اللاستجميتين هما :

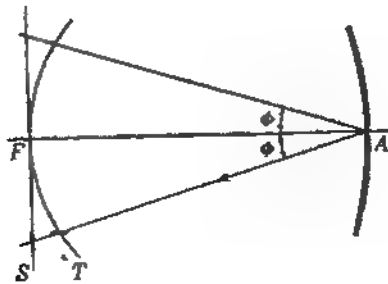
$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'_r} = -\frac{2}{r \cos \phi} \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'_s} = -\frac{2 \cos \phi}{r}$$



١٦. تصحيح الربيع الكروي باستخدام (أ) مرآة قطعية مكافئة ، (ب) مرآة كروية مقعرة .



شكل ٦ - ١٤ : الصورتان اللاستجمعتان لحسم نقطى غير محورى يقع فى مالا نهاية كما تكونهما مرآة كروية مقعرة . الخطان  $S_T$  متعامدان أحدهما على الآخر .



شكل ٦ - ١٥ : السطحان اللاستجمعتان لمرآة كروية مقعرة .

• امل

- ١ ١ مرآة كروية نصف قطرها  $24.0 \text{ cm}$  - وضع جسم ارتفاعه  $3.0 \text{ cm}$  أمام المرآة على بعد قدره (أ)  $48.0 \text{ cm}$  (ب)  $36.0 \text{ cm}$  ، (ج)  $24.0 \text{ cm}$  ، (د)  $12.0 \text{ cm}$  (هـ)  $6.0 \text{ cm}$  . أوجد بعد الصورة لكل من هذه المسافات .  
الجواب : (أ)  $+16.0 \text{ cm}$  ، (ب)  $+18.0 \text{ cm}$  ، (ج)  $+24.0 \text{ cm}$  ، (د)  $+12.0 \text{ cm}$  (هـ)  $-12.0 \text{ cm}$  .
- ٢ ١ حل المسألة ١ - ١ تخطيطيا .
- ٢٣ ١ مرآة كروية نصف قطرها  $15.0 \text{ cm}$  - . وضع جسم ارتفاعه  $2.50 \text{ cm}$  أمام المرآة على بعد قدره (أ)  $45.0 \text{ cm}$  ، (ب)  $30.0 \text{ cm}$  ، (ج)  $15.0 \text{ cm}$  ، (د)  $10.0 \text{ cm}$  (هـ)  $5.0 \text{ cm}$  . أوجد بعد الصورة لكل من هذه المسافات .  
حل المسألة ٢ - ٣ تخطيطيا .
- ٤ ١ حل المسألة ٢ - ٣ تخطيطيا .
- ٥ ١ مرآة كروية نصف قطرها  $+18.0 \text{ cm}$  . وضع جسم ارتفاعه  $4.0 \text{ cm}$  أمام المرآة على بعد قدره (أ)  $36.0 \text{ cm}$  ، (ب)  $24.0 \text{ cm}$  ، (ج)  $12.0 \text{ cm}$  . أوجد بعد الصورة وحجمها لكل من هذه المسافات .  
الجواب : (أ)  $-7.20 \text{ cm}$  من الرأس وطول الصورة  $+0.80 \text{ cm}$  ، (ب)  $-6.55 \text{ cm}$  من الرأس وطول الصورة  $+1.092 \text{ cm}$  ، (ج)  $-5.40 \text{ cm}$  من الرأس وطول الصورة  $+1.712 \text{ cm}$  .
- ٦ ١ حل المسألة ٢ - ٥ تخطيطيا .
- ٧ ١ مرآة كروية نصف قطرها  $+8.0 \text{ cm}$  . وضع جسم ارتفاعه  $3.50 \text{ cm}$  أمام المرآة على بعد قدره (أ)  $16.0 \text{ cm}$  ، (ب)  $8.0 \text{ cm}$  ، (ج)  $4.0 \text{ cm}$  ، (د)  $2.0 \text{ cm}$  . أوجد بعد الصورة وحجمها لكل من هذه المسافات .  
حل المسألة ٢ - ٧ تخطيطيا .
- ٨ ١ حل المسألة ٢ - ٧ تخطيطيا .
- ٩ ١ استخدمت مرآة مقعرة لتكوين صورة لشجرة على فيلم فوتوغرافي يقع على بعد  $850 \text{ m}$  من الشجرة . إذا كان التكبير الجانبي المطلوب هو  $\frac{1}{10}$  فما هي قيمة نصف قطر انحناء المرآة اللازم لذلك ؟  
الجواب :  $-85.2 \text{ cm}$  .
- ١٠ ١ قصص أحد سطحي عدسة رقيقة متساوية التحدب معامل إنكسارها  $1.530$  ونصفي قطريها  $16.0 \text{ cm}$  أوجد (أ) البعد البؤري للنظام ، (ب) قوة النظام إذا دخل الضوء من الجانب غير المفضض .

٦ - ١١ عدسة رقيقة معامل انكسارها 1.650 ونصفا قطريها  $r_1 = +5.0\text{cm}$  و  $r_2 = -15.0\text{cm}$  . إذا كان السطح الثاني مقعص فما هي قيمة (أ) البعد البؤري للنظام ، (ب) قوة النظام ؟

٦ - ١٢ عدسة رقيقة معامل انكسارها 1.720 موجودة في الهواء ونصفا قطريها  $r_1 = -6.0\text{cm}$  ،  $r_2 = -12.0\text{cm}$  . ما هي قوة النظام إذا كان السطح الثاني مقعصا ؟ استخدم معادلتى الحالة الخاصة (٦ - ١٧) و (٦ - ١٨) .

٦ - ١٣ وصعت عدسة رقيقة بعدها البؤرى  $10.0\text{cm}$  أمام مرآة نصف قطرها  $18.0\text{cm}$  وعلى بعد قدره  $2.00\text{cm}$  منها . أوجد (أ) قوة نظام العدسة السمكة هذه ، (ب) بعدها البؤرى ، (ج) نقطتها الرئيسية ، (د) نقطتها البؤرية .

الجواب : (أ)  $+23.11\text{ D}$  ، (ب)  $+4.33\text{ cm}$  ، (ج)  $+2.50\text{ cm}$  ، (د)  $-1.83\text{ cm}$  .

٦ - ١٤ حل المسألة ٦ - ١٣ تخطيطيا . استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٦ - ٩ .

٦ - ١٥ وصعت عدسة رقيقة بعدها البؤرى  $12.30\text{cm}$  على بعد قدره  $2.50\text{cm}$  أمام مرآة كروية نصف قطرها  $9.20\text{cm}$  . أوجد (أ) قوة العدسة الأولى ، (ب) قوة العدسة الثانية . أحسب (ج) قوة النظام ، (د) بعده البؤرى . أوجد موضع (هـ) النقطة الرئيسية ، (و) النقطة البؤرية .

٦ - ١٦ حل المسألة ٦ - ١٥ تخطيطيا . استخدم طريقة الشكل ٦ - ٨ .

٦ - ١٧ مرآة سمكة معامل انكسارها 1.560 ونصفا قطريها  $r_1 = +15.0\text{cm}$  و  $r_2 = -30.0\text{cm}$  . إذا كان سمك العدسة  $5.0\text{cm}$  وسطحها الثاني مقعصا ، أوجد (أ) القوة ، (ب) البعد البؤرى ، (ج) النقطة الرئيسية ، (د) النقطة البؤرية .

الجواب : (أ)  $+14.67\text{ D}$  ، (ب)  $+6.82\text{ cm}$  ، (ج)  $+3.640\text{ cm}$  ، (د)  $+3.180\text{ cm}$  .

٦ - ١٨ حل المسألة ٦ - ١٧ تخطيطيا .

٦ - ١٩ عدسة سمكها  $4.50\text{cm}$  ومعامل انكسارها 1.720 ونصفا قطريها  $r_1 = -6.0\text{cm}$  ،  $r_2 = -12.0\text{cm}$  . إذا كان السطح الثاني مقعصا . أوجد (أ) القوة ، (ب) البعد البؤرى ، (ج) موضع النقطة الرئيسية ، (د) موضع النقطة البؤرية .

٦ - ٢٠ حل المسألة ٦ - ١٩ تخطيطيا .

٦ - ٢١ عدسة محدبة مسوية نصف قطر سطحها المنحنى يساوى  $20.0\text{cm}$  ومعامل انكسارها 1.650 وسمكها  $2.750$  . فإذا كان السطح المنحنى مقعصا ، أوجد (أ) القوة ، (ب) البعد البؤرى ، (ج) النقطة الرئيسية ، (د) النقطة البؤرية .

الجواب : (أ)  $+16.50\text{ D}$  ، (ب)  $+6.06\text{ cm}$  ، (ج)  $+1.667\text{ cm}$  ، (د)  $+4.394\text{ cm}$  .

٦ - ٢٢ حل المسألة ٦ - ٢١ تخطيطيا استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٦ - ١٠ .

- ٢٣ ١ إذا كان السطح المعكبي للعدسة المعطاة في المسألة ٦ - ٢١ مفصفا بدلا من السطح المنحني ، فما هي أجوبة الأجزاء من (أ) إلى (د) ؟
- ٢٤ ١ حل المسألة ٦ - ٢٣ تخطيطيا . استخدم الطريقة الموضحة في الشكل ٦ - ٩
- ٢٥ ٦ وضع جسم على بعد 20.0cm أمام مرآة نصف قطرها 16.0cm . ارسم رسما تخطيطيا للسطحين اللاستجيمين إذا كانت (أ)  $\phi = 0^\circ$  ، (ب)  $\phi = 10.0^\circ$  ، (ج)  $\phi = 20.0^\circ$  ، (د)  $\phi = 30.0^\circ$  .
- ٢٦ ١ ارسم رسما تخطيطيا للسطحين اللاستجيمين لمرآة كروية نصف قطرها 20.0cm . افترض توازي الضوء الساقط وبين السطحين عندما تكون (أ)  $\phi = 0^\circ$  ، (ب)  $\phi = 10.0^\circ$  ، (ج)  $\phi = 20.0^\circ$  ، (د)  $\phi = 30.0^\circ$  .



## الفصل السابع

### تأثيرات المصدات

بالرغم من أن موضوع مجال المنظر هام جدا من وجهة النظر العملية فإنه كثيرا ما يهمل عند دراسة البصريّات الهندسية لأنه لا يختص بحجم الصورة وموضعها وحدتها بل مباشر . هذا الموضوع ، أى مجال النظر ، يُحدد مقدار ما يمكن رؤيته من سطح . م . عريض خلال النظام البصرى . وعند دراسة مجال المنظر يكون من الأهمية ، كان أن نفهم كيف وأين تحدد حزمة الأشعة الضوئية التى تعبر النظام . لذلك ، علينا دراسة تأثير المصدات أو الأحجبة ، التى تتواجد دائما فى النظام ( حتى ولو ) على هيئة حواف العدسات أو المرايا ، على الحزم الضوئية .

#### ٧ ١ مصدر المجال ومصدر الفتحة

يوضح الشكل ٧ - ١ عدسة واحدة ذات مصدين تكون صورة لجسم بعيد واضح العالم ، ويبين أن الحزم الثلاثة من الأشعة المتوازية المنعكسة من ثلاث فقط مختلفة على الجسم تتجمع كل منها فى بؤرة فى المستوى البؤرى للعدسة . ويمكننا أن نرى من هذه . م . الثلاثة أن المصدر القريب من العدسة يحدد حجم كل من هذه الحزم من الأشعة ، المصدر الموجود أمام المستوى البؤرى مباشرة يحدد قيمة الزاوية التى يجب أن تصنعها الأشعة مع المحور لكى تتجمع فى الوصول إلى هذا المستوى . المصدر الأول يسمى مصدر الفتحة ، ومن الواضح أنه يحدد كمية الضوء الواصلة إلى أية نقطة معينة وبذلك . م . فى سطوعها . أما المصدر الثانى ، أو مصدر المجال ، فإنه يحدد ذلك الجزء من الجسم ، أو المجال ، الذى يمثل فى الصورة .

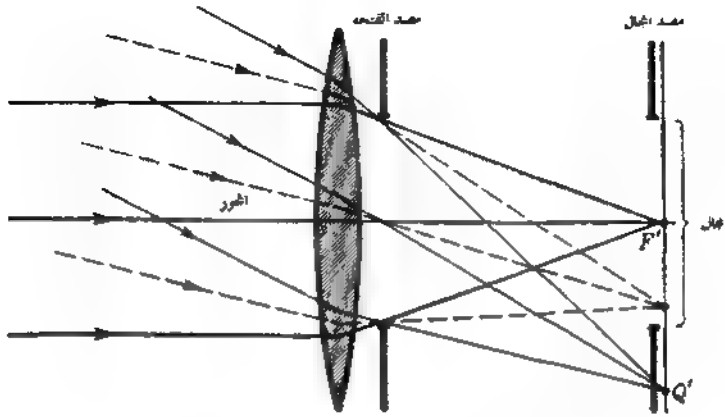
## ٧ - ٢ حدثنا الدخول والخروج

المصدر  $P'E'L$  الموضوع خلف العدسة كما في الشكل ٧ - ٢ موحود في فراغ الصورة وهو يحدد أشعة الصورة . ويمكننا أن نثبت بالرسم التخطيطي أو باستخدام معادلة العدسات أن صورة هذا المصدر الحقيقي المتكونة بالعدسة تقع في الموضع  $PEL$  الممثل بالخطين المتقطعين . وحيث أن  $P'E'L$  يوجد داخل المستوى البؤري فإن صورته  $PEL$  تقع في فراغ الجسم وهي صورة تقديرية معتدلة . هذه الصورة تسمى حذقة الدخول ، بينما تسمى الفتحة الحقيقية  $P'E'L$  مصدر الفتحة كما رأينا سابقا . وعندما يقع مصدر الفتحة في فراغ الصورة ، كما في هذه الحالة ، فإنه يسمى حذقة الخروج ( انظر معالجة فراغى الجسم والصورة في القسم ٤ - ١١ ) .

من الضروري هنا أن نشير إلى أن  $P$  و  $P'$  ،  $E$  و  $E'$  ،  $L$  و  $L'$  أزواج من النقط المترافقة . هذا يعنى أن أى شعاع متجه نحو إحدى هذه النقط في فراغ الجسم سوف يمر بعد إنكساره بنقطتها المترافقة في فراغ الصورة . فالشعاع  $IT$  المتجه نحو  $P$  ينكسر مارا بالنقطة  $P'$  والشعاع  $KR$  المتجه نحو  $E$  ينكسر مارا بالنقطة  $E'$  والشعاع  $NU$  المتجه نحو  $L$  ينكسر مارا بالنقطة  $L'$  . ويمكن إيجاد موضع نقطة الصورة  $Q'$  تخطيطيا بواسطة الخط المنقطع  $JQ'$  الموازى للأشعة الأخرى والمار بالمركز البصرى  $A$  بدون انحراف . من ناحية أخرى نشير إلى أن مصدر الفتحة  $P'E'L$  في الموضوع المين يعمل أيضا كمصدر مجال إلى حد ما ، ولكن حواف المجال لن تكون محددة بوضوح . لذلك فإن الحجاب الذى يعمل كمصدر مجال يوضع عادة بحيث يكون منطبقا على صورة حقيقية أو تقديرية ، وبهذا تظهر الحواف حادة .

## ٧ - ٣ الشعاع الرئيسى

أى شعاع في فراغ الجسم يمر بمركز حذقة الدخول يسمى شعاعا رئيسيا . هذا الشعاع يمر أيضا بعد الإنكسار بمركز حذقة الخروج ، وفى أى نظام بصرى فعلى نادرا ما يمر الشعاع الرئيسى بمركز العدسة ذاتها . من ناحية أخرى تعرف نقطتنا تقاطع الشعاع الرئيسى مع المحور  $E$  و  $E'$  بنقطة حذقة الدخول ونقطة الخروج على الترتيب ، وسوف نرى فيما بعد أن أولى هاتين النقطتين ذات أهمية خاصة فى تعيين مجال النظر .

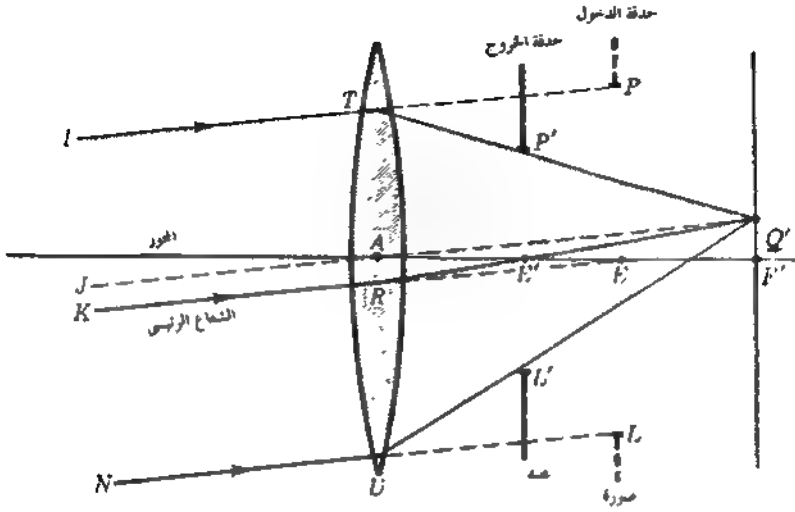


شكل ٧ - ١ : الفرق بين مصدر الجاهل ومصدر النقط

#### ٧ - ٤ المصدر الأمامي

في بعض أنواع العدسات الفوتوغرافية يوضع مصدر بالقرب من العدسة ، إما أمامها ( مصدر أمامي ) أو خلفها ( مصدر خلفي ) . وإحدى وظائف هذا المصدر ، كما سنرى في الفصل التاسع ، هي تحسين نوعية الصورة المكونة على الفيلم الفوتوغرافي . فإذا كان المصدر أمامياً كما في الشكل ٧ - ٣ فإن حجمه الصغير وموقعه ، في فراغ الجسم يجعده مثابة حدقة الدخول . حينئذ تكون صورته  $P'E'L'$  المكونة بواسطة العدسة في فراغ الصورة وبذلك تمثل حدقة الخروج . وقد رسمت الأشعة المتوازية IT و JW و NU مارة من اثنتي حدقة الدخول ومركزه ، ومن ثم تسبب العدسة تجمع هذه الأشعة تجاه السطح كما لو كانت آتية من النقط المترافقة  $P'$  و  $E'$  و  $L'$  في حدقة الخروج ، ويحدث تقاطعها في نقطة الصورة  $Q'$  حيث يتقاطع الشعاع غير المنحرف KA مع المستوى البؤري الثانوي . لاحظ أن الشعاع الرئيسي يمر بمركز حدقة الدخول في فراغ الجسم . ويخرج من العدسة كما لو كان آتياً من مركز مصدر الخروج في فراغ الصورة .

بالرغم من أن مصداً معيناً بالنظام البصري قد يحدد الأشعة المارة خلال النظام من نقطة معينة على الجسم ، فإنه قد لا يكون مصدر الفتحة بالنسبة لنقط أخرى على الجسم مع على مسافات مختلفة على طول المحور . فعلى سبيل المثال نرى في الشكل ٧ - ٤



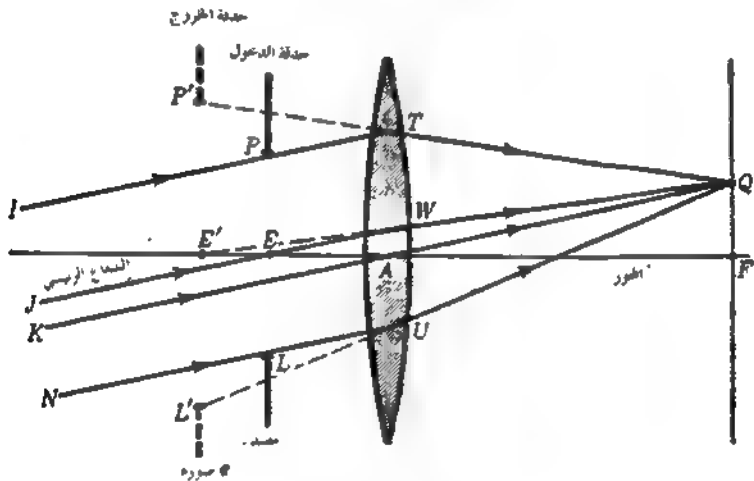
شكل ٧ - ٢ : كيف يمكن أن يصبح مصد الفتحة وصورة حقل الدخول والخروج للنظام البصري .

عدسة ذات مصد أمامي ونقطة معينة على الجسم  $M$  . مصد الفتحة بالنسبة لهذه النقطة هو محيط العدسة نفسها ، وحيث إنه يحدد أشعة الجسم فإنه يمثل حديقة الدخول . أما صورته ، وهي محيط العدسة في ذات الوقت ، فهي حديقة الخروج أيضاً . وهكذا فإن حافة العدسة هي مصد الفتحة وحديقة الدخول وحديقة الخروج بالنسبة للنقطة  $M$  . وإذا ما وقعت هذه النقطة على الجانب الأيسر من  $Z$  فإن  $P'E'L$  سيصبح حديقة الدخول ومصد الفتحة ، بينما تكون صورته  $PEL$  هي حديقة الخروج .

في التصميم المبني لأي جهاز بصري قد لا يكون ذلك العنصر من عناصر النظام الذي يشكل مصد الفتحة معروفاً . لذلك يجب فحص الأشعة الحرفية لجميع العناصر واحداً بعد الآخر لمعرفة ذلك العنصر الذي يقوم فعلاً بعملية التحديد . وبصرف النظر عن عدد العناصر المكونة للنظام فإن النظام لا يحتوي عادة على أكثر من مصد فتحة واحد . وبمجرد تعيين موضع هذا المصد تكون حديقة دخول النظام ككل هي صورة مصد الفتحة المكونة بواسطة جميع العدسات السابقة له ، وتكون حديقة خروج النظام ككل هي الصورة المكونة بواسطة جميع العدسات التالية له . ويمكنك التحقق من صحة هذه العبارة بدراسة الشكلين ٧ - ٢ و ٧ - ٣ اللذين يحتوي كل منهما على عدسة واحدة فقط إما أمام المصد أو خلفه .

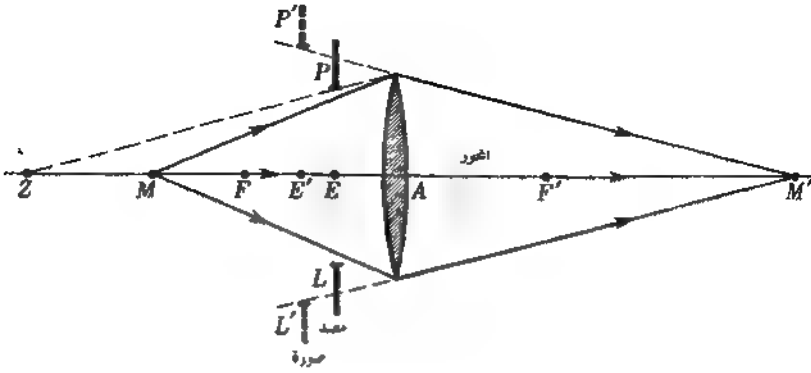
## ٧ - ٥ المصد بين عدستين

تتكون معظم العدسات الفوتوغرافية عادةً من عدستين منفصلتين بينهما مصدر . مير ، أو حجاب قزحي . هذه المجموعة موضحة في الشكل ٧ - ٥ حيث يمثل المصيران 1 و 2 عدستين رقيقتين ، بينما يمثل المصد  $P_0E_0L_0$  المصد الموجود بينهما . طبقا التعريف ، حدة دخول هذا النظام هي الصورة التي تكونها العدسة 1 للمصد . هذه الصورة تقديرية معتدلة وتقع في الموضع PEL . بالمثل ، حدة خروج النظام ككل



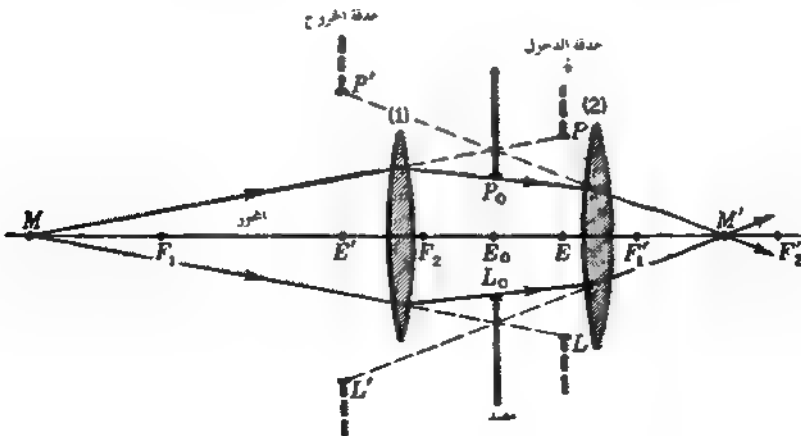
شكل ٧ - ٣ : المصد الأمامي وصورة يمكن أن يكونا حدة دخول النظام وخروجه على الترتيب . system.

هي ، طبقا للتعريف ، الصورة التي تكونها العدسة 2 للمصد . هذه الصورة تقديرية ، معتدلة أيضا وتوجد في الموضع  $P'E'L$  . كذلك فإن حدة الدخول PEL تقع في فراغ الجسم بالنسبة للعدسة 1 ، ويضع المصد  $P_0E_0L_0$  في فراغ الصورة بالنسبة للعدسة 1 وأيضا في فراغ الجسم بالنسبة للعدسة 2 ، أما حدة الخروج  $P'E'L$  فإنها تقع في فراغ الصورة بالنسبة للعدسة 2 . وهكذا فإن النقاط  $P, P_0, E, E_0$  و  $L, L_0$  تمثل أزواجا من النقاط المترافقة للعدسة الأولى ، كما أن النقاط  $P', E', E_0, P_0$  و  $L', L_0$  تمثل أزواجا من النقاط المترافقة للعدسة الثانية . هنا يجعل النقاط التي تماثل  $P$  و  $P'$  نقاطا مترافقة للنظام كله . فإذا وقع جسم مغطى على المحور في النقطة M فإن الشعاعين MP و ML سوف يحددان حرمة الأشعة صونية المارة خلال النظام .



شكل ٧ - ٤ : حدقة الدخول والخروج ليستا وحدتين لجميع نقط الجسم والصورة

هذان الشعاعان ينكسران إذن في العدسة الأولى ليمرا بالنقطتين  $P_0$  و  $L_0$  ، ثم ينكسران مرة ثانية في العدسة الثانية في اتجاهين معينين بحيث يظهران كما لو كانا آتئين من النقطتين  $P'$  و  $L'$  كما هو مبين . هذا ويجب أن يكون الغرض من استخدام الرموز ذات الشرطة والرموز غير ذات الشرطة لتمثيل حدقتي الخروج والدخول على الترتيب واضحا الآن ؛ فالأولى تقع في فراغ الصورة ، والثانية تقع في فراغ الجسم ، وهما صورتان مترافقتان

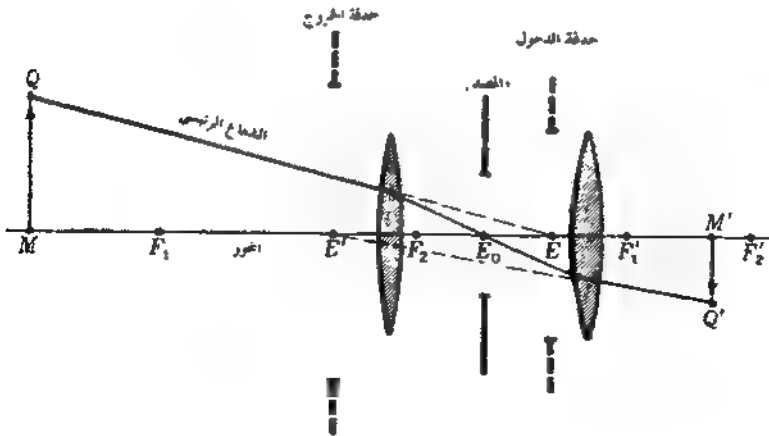


شكل ٧ - ٥ : المصد بين عدستين . تقع حدقة دخول النظام في حيز موضع الجسم وتقع حدقة الخروج في حيز موضع الصورة .

الشكل ٧ - ٦ يمثل نفس هذا النظام البصري مرة ثانية بفرض توضيح مسير الشعاع رئيسي . من بين الأشعة العديدة التي يمكن أن تبدأ من أية نقطة معينة على الجسم  $Q$  ، يمر النظام بأكمله هناك شعاع رئيسي وهو الشعاع الذي يقترب من العدسة في اتجاه . محطة حدقة الدخول  $E$  ثم ينكسر مارا بالنقطة  $E_0$  ليخرج في النهاية متوجها إلى  $Q'$  كما لو أن آتيا من نقطة حدقة الخروج  $E'$  .

### ٧ - ٦ العدستان بدون مصد

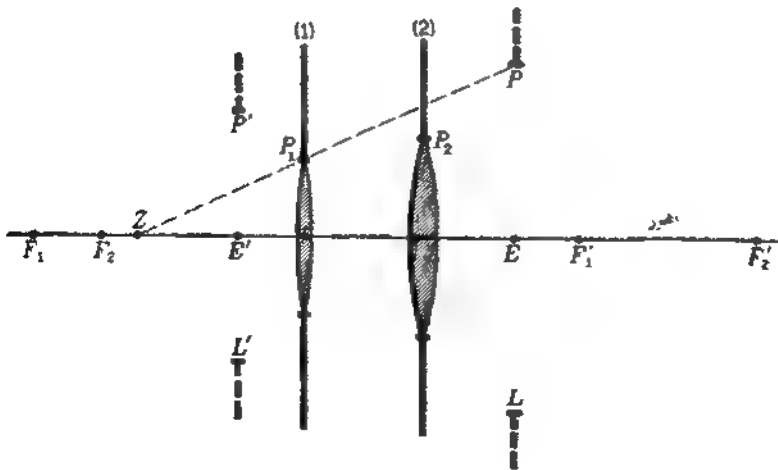
نظرية المصدات صحيحة دائما ، وهي لا تنطبق على الحالات التي تتضمن وجود أجنة دائرية في النظام فقط ، بل أنها تنطبق على أى نظام مهما كان لأن محيط أى عدسة ، في الواقع مصد محتمل . ويمثل الشكل ٧ - ٧ عدستين 1 أو 2 بالإضافة إلى صورتهما التبادليتين كمصدين يمكنين وبفرض أن  $P_1$  مصد في فراغ الجسم فإن صورته المكونة بواسطة العدسة 2 تقع في فراغ الصورة النهائية وبالنظر إلى  $P_2$  كمصد في فراغ الصورة نجد أن صورته المكونة بواسطة العدسة 1 تقع في فراغ الجسم الأول . ومن ثم فإن هناك حدثتي دخول محتملتان ،  $P_1$  و  $P$  ، في فراغ الجسم لمجموعة العدستين ، حدثتي خروج محتملتان ،  $P_2$  و  $P'$  ، في فراغ الصورة للمجموعة . فإذا أخذنا أية محطة محورية  $M$  تقع يسار النقطة  $Z$  فإن  $P_1$  يصبح المصد المحدد وبذلك يكون حدقة دخول النظام . حيث تصبح صورته  $P'$  حدقة الخروج . أما إذا وقعت  $M$  على الجانب الأيمن من  $Z$  فإن  $P$  يصبح حدقة الدخول و  $P_2$  حدقة الخروج .



شكل ٧ - ٦ : يبين اتجاه أى شعاع رئيسي بحيث يمر بمراكز حدقة الدخول والمعد وحدقة الخروج

## ٧ - ٧ . تعيين مصدر الفتحة

في النظام المكون من عدستين بينهما مصدر ، والمبين في الشكلين ٧ - ٥ و ٧ - ٦ ، كانت العدستان كبيرتين بدرجة كافية لكي لاتصبحان مصدري فتحة . أما إذا لم تكن العدستان كبيرتين بالمقارنة بالمصدر ، كما في حالة عدسة الكاميرا عندما يكون الحجاب القزحي مفتوحا فتحة واسعة ، فإن نظام المصدات والحدقات قد يصبح شبيها بما هو موضح في الشكل ٧ - ٨ . هذا النظام يتكون من عدستين ومصدر ، وكل منها - بالإضافة إلى صورته المختلفة - هو مصدر فتحة محتمل الوجود . وهنا  $P_1$  هي الصورة التقديرية التي تكونها العدسة ٢ للمصدر  $P$  و  $P_0$  هي الصورة الأولى و  $P_0$  هي الصورة التقديرية التي تكونها العدسة ٢ للمصدر  $P$  و  $P_0$  هي الصورة التي تكونها العدسة ١ للمصدر  $P_2$  ،  $P_2$  هي الصورة التقديرية التي تكونها العدسة ١ للعدسة الثانية . بإسلوب آخر ، إذا نظرنا خلال النظام من الجانب الأيسر فإننا سنرى العدسة الأولى والمصدر والعدسة الثانية في المواضع الظاهرية  $P_1$  و  $P_0$  و  $P_2$  . أما إذا نظرنا من الجانب الأيمن فإننا سنراهم في المواضع  $P_1$  و  $P_0$  و  $P_2$  . ومن بين جميع هذه المصدات تكون  $P_0$  و  $P_1$  و  $P_2$  هي حدقات الدخول المحتملة الموجودة في فراغ الجسم بالنسبة للنظام .



شكل ٧ - ٧ : حرف أى عديمة يمكن أن يكون مصدر الفتحة للنظام .

مع نقط الجسم المحورية الواقعة على الجانب الأيسر من  $X$  يحدد المصد  $P_1$  حزمة  
 الداخلة بأصغر زاوية ، وبذلك يمثل حدقة دخول النظام . وعموما سيكون  
 الذى يمثل هذا المصد صورته هو مصد الفتحة ، وهو الفتحة  $P_1$  للعدسة 1 نفسها  
 الحالة . عندئذ تتمثل الصورة التى يكونها نظام العدسات بأكمله لحدقة  
 أى ، أى  $P_1'$  ، حدقة الخروج . وبالنسبة لنقط الجسم الواقعة بين  $X$  و  $Z$  يصبح  $P_0$   
 الدخول و  $P$  مصد الفتحة و  $P_0'$  حدقة الخروج . وأخيرا ، بالنسبة لنقط الجسم  
 على الجانب الأيمن من  $Z$  يكون  $P_2$  هو حدقة الدخول بينما يكون  $P_2'$  هو مصد  
 و حدقة الخروج فى نفس الوقت . يتضح من هذه المناقشة إذن أن مصد الفتحة  
 نظام قد يتغير بتغير موضع الجسم . والقاعدة العامة هى أن مصد الفتحة لأى نظام  
 بذلك المصد أو صورة المصد التى تقابل أصغر زاوية عند النظر من نقطة  
 الجسم . وإذا كان مصد الفتحة يتعين بصورة ، فإن مصد الفتحة نفسه يكون الجسم  
 . وفى معظم الأجهزة البصرية لا يتغير المصد الفعال فى مدى مواضع الجسم  
 . يعطيه الجهاز عادة عند الاستعمال .

مناقشة طرق تعيين مواضع مصد الدخول وحدقتى الدخول والخروج نستطيع  
 الإستغال إلى خاصيتين هامتين من خواص النظام البصرى ، وهما مجال النظر  
 . لنبدا أولا بالخاصية الأولى .

## ٧ ٨ مجال النظر

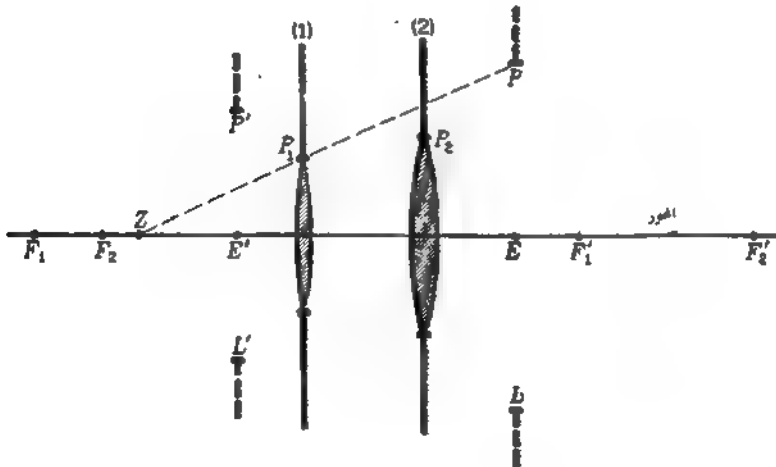
متدا ينظر شخص إلى منظر طيمى خلال نافذة بتحدد مجال النظر فى الخارج بحجم  
 وموضع المشاهد . وفى الشكل ٧ - ٩ تمثل  $E$  عين المشاهد و  $K$  فتحة النافذة و  
 المجال المشاهد . فى هذا المثال التوضيحي البسيط تعتبر النافذة بمثابة مصد المجال  
 ( القسم ٧ - ١ ) . وعندما تتحرك العين مقتربة من النافذة يزداد المجال  
 . أما اتساعا ، أما إذا تحركت مبتعدة عنها فإن المجال يقل إتساعا .

١٠ حالة الأجهزة البصرية يوصف مجال النظر عادة بدلالة الزاوية  $\alpha$  مقاسة  
 . عندئذ تسمى الزاوية  $\theta$  التى تصنعها الأشعة الطرفية الداخلة إلى النظام مع  
 روية نصف المجال وهى تحدد عرض الجسم الممكن رؤيته . ومن ثم فإن مجال  
 .  $\theta$  يتضمن زاوية قدرها  $2\theta$  ، وهى فى هذه الحالة تساوى الاتساع الزاوى لمجال  
 الصورة وقدره  $\alpha$  .

## ٧ - ٩ مجال المرآة المستوية

مجال المنظر الذى تتيحه المرآة المستوية يشبه إلى حد كبير مجال النافذة البسيطة .

وكما هو مبين فى الشكل ٧ - ١٠ يمثل الخط  $TU$  مرآة مستوية ، بينما يمثل  $P'E'L'$  حدقة عين المشاهد ، وهى حدقة الخروج فى هذه الحالة . أما حدقة الدخول  $PEL$  فإنها الصورة التقديرية التى تكونها المرآة لحدقة العين ، وهى تقع خلف المرآة وعلى مسافة تساوى بعد الحدقة أمام المرآة . وفى هذه الحالة يحدد الشعاعان الرئيسيان  $E'U$  و  $E'T$  مجال المنظر فى فراغ الصورة ، بينما يحدد الشعاعان الساقطان المناظران  $ER$  و  $ES$  مجال المنظر فى حيز موضع الجسم . هذا يوضح أن الشعاعين الآخرين يحددان المجال الذى يمكن وضع الجسم فيه بحيث يظل مرئيا بالنسبة للعين . وفى هذه الحالة أيضا يقابل هذا المجال زاوية تساوى نفس زاوية مجال الصورة ، بالرغم من أن هذا ليس صحيحا عموما .



شكل ٨ - ٨ للنظام المكون من عدة عناصر عدد من المصنات والحدقات الممكنة

يوضح هذا الشكل أيضا تكوين صورة لجسم نقطى  $Q$  موجود فى هذا المجال . من وجهة النظر هذه تم رسم الأشعة متجهة نحو النقط  $P, E, L$  فى حدقة الدخول ، ورسمت الأشعة المنعكسة من نقط إلتقاء الأشعة الساقطة بالمرآة بحيث تتجه نحو النقط المترافقة

١.١.١ في حدة الخروج . هذا يعني أن الجسم Q وحدة الدخول PEL يوجدان في موضع الجسم وأن الصورة Q' وحدة الخروج P'E'L يوجدان في حيز موضع الصورة . فإذا حدث أن وقع الجسم Q بالقرب من RT فإن جزءا معينا فقط من حزمة الضوء تحدده حدة الدخول هو الذي سوف يتقابل مع المرآة ثم ينعكس إلى حدة الخروج . هذا ومن المعتاد استخدام الشعاع الرئيسى RTE في تعريف مجال النظر ، مع أن هذا التمييز ليس هاما في الحالة الراحنة نظرا للصغر النسبي لحدة العين ؛ الواضح أن حجم حدة العين في الشكل مبالغ فيه بدرجة كبيرة .

حيث إن الشعاع الرئيسى المحدد يتجه نحو نقطة حدة الدخول E فإن زاوية نصف المجال تتحدد عادة بأقل زاوية مقابلة لأي مصد ، أو صورة أي مصد ، في فراغ الجسم عند النقطة E . المصدر المعين بهذه الطريقة هو مصد المجال للنظام البصري . والنسبة لمرآة واحدة يكون مصد المجال هو حافة المرآة نفسها .

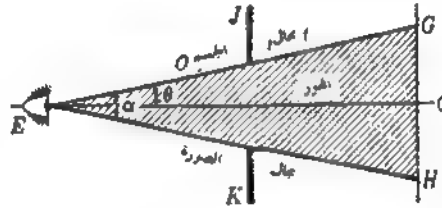
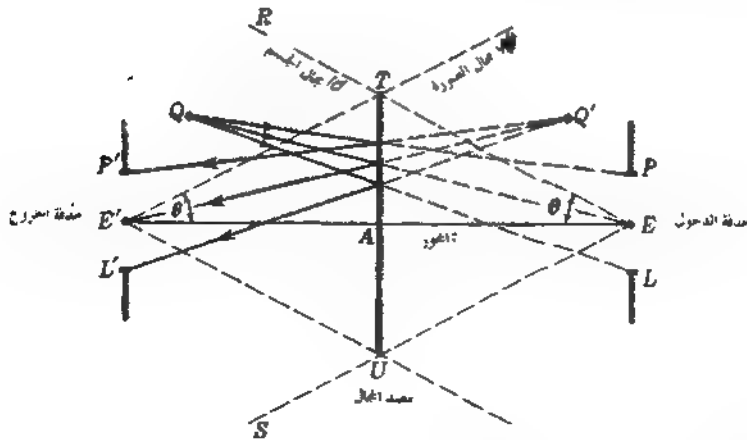


FIGURE 71  
Field of view through a window.

شكل ٧ - ٩ : مجال النظر المرئي خلال نافذة .



شكل ٧ - ١٠ : مجال النظر المرئي في مرآة سنوية .

## ٧ - ١٠ مجال المرآة المحدبة

عندما يكون للمرآة إنحناء يتغير الموقف قليلا فيما يتعلق بمجال المنظر باستثناء أن مجال الجسم ومجال الصورة لن يقابلا نفس الزاوية ( $\theta' \neq \theta$  في الشكل ٧ - ١١) .

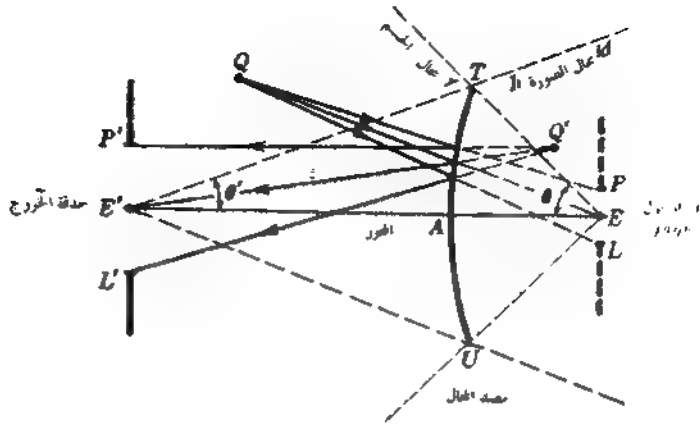
في هذا الشكل يمثل  $P'E'L$  الحدقة الحقيقية لعين موجودة على محور مرآة محدبة  $TU$  . هذه المرآة تكون صورة  $PEL$  للحدقة الخروج هذه ، ولكن حدقة الدخول هذه أصغر حجما الآن . باتباع نفس الطريقة السابق استخدامها في حالة المرآة المستوية يمكننا رسم الخطوط المحددة لمجال الجسم ومجال الصورة كما هو مبين . وهكذا فإن الأشعة المنبعثة من الجسم النقطة  $Q$  تجاه النقط  $P$  و  $E$  و  $L$  في حدقة الدخول سوف تنعكس تجاه النقط  $P'$  و  $E'$  و  $L'$  في حدقة الخروج . بمد هذه الأشعة إلى الخلف يتعين موضع الصورة التقديرية  $Q'$  . من هذا نجد أن زاوية نصف المجال  $\theta$  أكبر في هذه الحالة من الزاوية  $\theta'$  التي تحدد مجال المنظر المرئي بالنسبة للعين . من الممكن أيضا رسم شكل تخطيطي مشابه لتوضيح مجال المنظر في حالة المرآة المقعرة ، ولكن هذا الشكل سيكون أكثر تعقيدا منه في حالة المرآة المحدبة . وحيث أن هذه الحالة تشبه إلى حد كبير حالة العدسات المجمعة التي سنتناقشها فيما بعد فإننا نتركها للطالب كتمرين . أنظر المسألة ٧ - ١٢ .

## ٧ - ١١ مجال العدسة الموجبة

يوضح الشكل ٧ - ١٢ طريقة تعيين زاويتي نصف المجال  $\theta$  و  $\theta'$  لعدسة مجمعة واحدة . وهنا توجد حدقة العين ، وهي تعتبر بمثابة حدقة الدخول ، على الجانب الأيمن وتظهر صورتها الحقيقية مقلوبة في الجانب الأيسر . من الواضح أيضا أن الأشعة الرئيسية المارة بنقطة حدقة الدخول  $E$  والساقطة على محيط العدسة تنكسر مارة بالنقطة المرافقة  $E'$  .

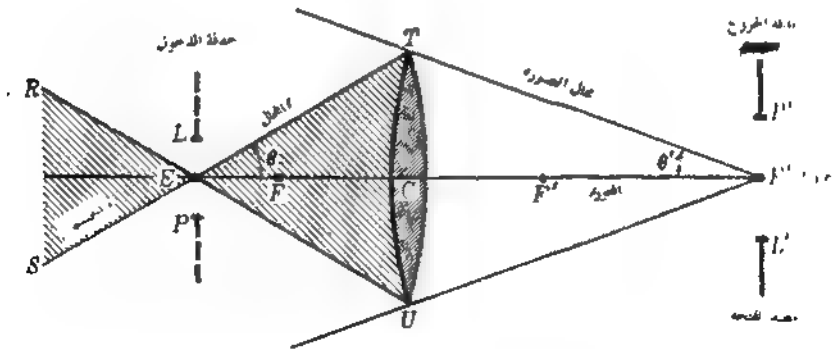
المساحتان المظللتان ، أو بالأحرى المخروطان المظللان ،  $ETU$  و  $ERS$  تبيان الحدود التي يجب أن يقع الجسم داخلها لكي يمكن رؤيته في مجال الصورة .

وفي هذه الحالة يكون مصدر المجال هو العدسة  $TU$  نفسها لأنها تحدد قيمة زاوية نصف المجال المقابلة لنقطة حدقة الدخول . وعندما تتحرك العين ، وبالتالي حدقة الخروج ، مقتربة من العدسة ، وهو ما يسبب زيادة زاوية المجال  $\theta'$  ، فإن حدقة الدخول المقلوبة تتحرك يسارا ، وهذا يسبب بالتالي إستطالة مخروط مجال الجسم  $ETU$  .



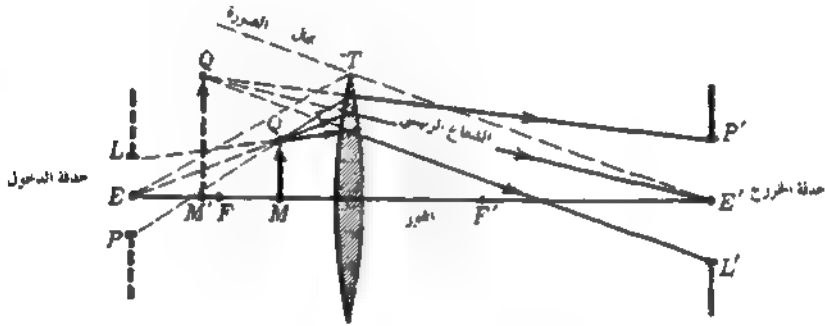
شكل ٧ - ١١ : مجال النظر المرئي في مرآة محدبة .

١. الشكل ٧ - ١٣ رُسمت نفس العدسة مرة ثانية مع وجود جسم QM في موضع  
 ١.١. محل النقطة البؤرية الأساسية . وقد رسمت الأشعة من النقطة Q إلى العدسة مارة  
 ١.٢. من النقط الثلاث P و E و L ، كما رسمت الأشعة المنكسرة من هذه النقط مارة  
 ١.٣. على المترافقة المناظرة  $P'E'L'$  على حدة الخروج ابعد هذه الأشعة المنكسرة خلفا إلى نقطة



شكل ٧ - ١٢ : مجال النظر المرئي في عدسة مجمعة .

تقاطعها المشتركة بتعين موضع الصورة التقديرية  $Q'$  . من الممكن أيضا استخدام طريقة الشعاع المائل أو طريقة الشعاع الموازي للتأكد من صحة موضع الصورة ( هذا غير مبين في الرسم ) . هذا وسوف يلاحظ القارئ أنه إذا وضعت الأجسام بالقرب من نقطة حدقة الدخول  $E$  فإنها يجب أن تكون صغيرة جدا وإلا فإن جزءا فقط من الجسم ، وليس الجسم كله ، سيكون مرئيا لعين موجودة في النقطة  $E'$  . وسوف يجد الطالب فائدة كبيرة إذا ما اختار أجساما نقطية تقع داخل مجال الجسم ثم قام برسم مسارات الأشعة المنبعثة منها والمارة خلال العدسة ، وعندئذ سوف يجد الطالب أن هذه الأشعة لا بد أن تخطيء حدقة الخروج .



شكل ٧ - ١٣ : تكون الصورة داخل مجال العدسة المجمعة .

عند استخدام عدسة مجمعة كمكبر يجب أن توضع العين قريبة من العدسة لأن هذا يوسع زاوية مجال الصورة ويزيد اتساع مجال الجسم بحيث لا يكون موضع الجسم حرجا بلرجة محسوسة .

## مسائل

- ١ - ٧ عدسة رقيقة ذات فتحة قدرها 4.80 cm وبعد بؤري قيمته 3.50 cm + ومصدر اتساعه 3.0 cm يقع على بعد 1.50 cm أمامها . وضع جسم ارتفاعه 1.50 cm بحيث يقع طرفه السفلي على المحور وعلى بعد قدره 8.0 cm أمام العدسة . أوجد ما يلي تخطيطيا وباستخدام المعادلات المناسبة : (أ) موضع حدقة الخروج ، (ب) حجمها

۴۰

الجاب: (أ)  $s' = -2.625 \text{ cm}$ , (ب)  $s = 250 \text{ cm}$ .



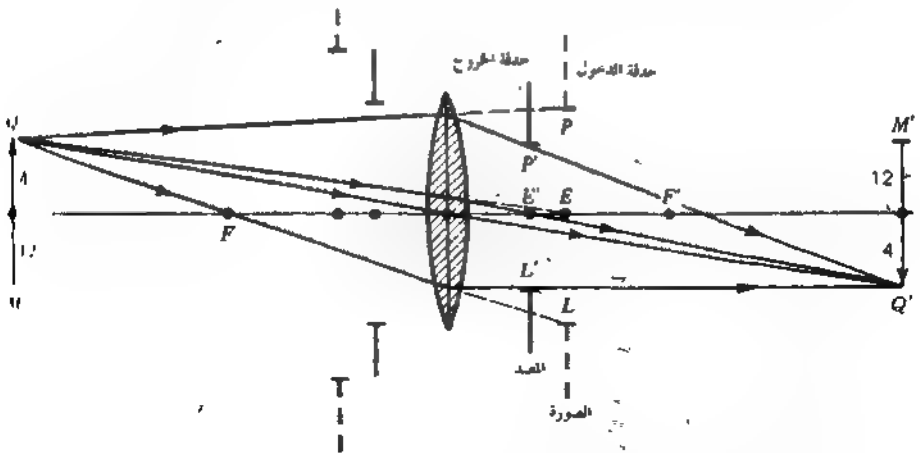
• •



أوجد موضع الصورة وعين حجمها برسم الشعاع الرئيسي وشعاعين حرفيين من الطرف العلوي للجسم . (هـ) حل المسألة تخطيطيا . (شكل م ٧ - ٤) .  
الجواب : المصدر الثاني وحجمه 4.0cm هو مصدر النظام وصورته ، وهي تقع في مجال الجسم ، هي حدة الدخول ؛ (ب) 6.0cm ، (ج) 3.0cm خلف العدسة  
 $s' = +12.0\text{cm}$  ،  $s = -4.0\text{cm}$  ، حقيقة مقبولة .

٥ - ٧ عدستان رقيقتان بعدهما البؤريان  $+2.0\text{cm}$  و  $7.0\text{cm}$  وحجمهما فتحتهما 8.0cm و 9.0cm و 9.0cm على الترتيب وتفصلهما مسافة قدرها 3.50cm. وضع مصدر قطره 5.0cm بين العدستين وعلى مسافة قدرها 2.0cm من العدسة الأولى . بعد ذلك وضع جسم ارتفاعه 4.0cm بحيث يقع مركزه على بعد 10.0 أمام العدسة الأولى . أوجد ما يلي تخطيطيا وباستخدام المعادلات الملائمة : (أ) موضع حدة الدخول ، (ب) حجمها . أوجد (ج) موضع حدة الخروج ، (د) حجمها . أوجد (هـ) موضع الصورة النهائية ، (و) حجمها . ارسم الشعاع الرئيسي وشعاعين حرفيين من الطرف العلوي للجسم إلى الصورة .

٦ - ٧ عدستان بعدهما البؤريان  $+7.0\text{cm}$  و  $+6.0\text{cm}$  وحجمهما فتحتهما 9.0cm و 8.0cm على الترتيب . وضعت هاتان العدستان بحيث تفصلهما مسافة قدرها 5.0cm ثم وضع مصدر قطره 6.0cm بين العدستين وعلى بعد قدره 2.0cm من  $A_1$  . بعد ذلك وضع جسم ارتفاعه 6.0cm ، بحيث يقع مركزه على بعد قدره 9.0cm أمام العدسة الأولى . أوجد ما يلي تخطيطيا وباستخدام المعادلة المناسبة : (أ) موضع حدة الدخول ، (ب) حجمها . أوجد (ج) موضع حدة الخروج ، (د) حجمها . أوجد (هـ) موضع الصورة النهائية ، (و) حجمها . ارسم الشعاع الرئيسي وشعاعين حرفيين من الطرف العلوي للجسم إلى الصورة .



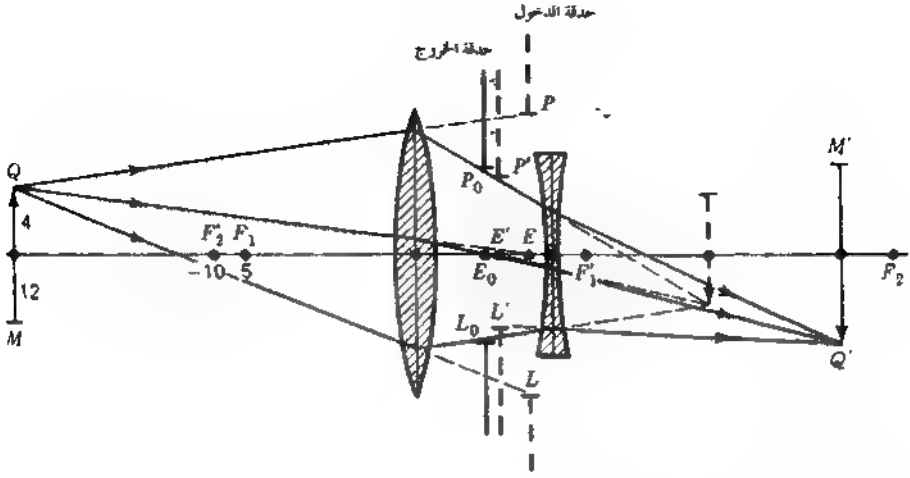
شكل م ٧ - ٤ : لحل المسألة ٧ - ٤

- ٧ - ٧ عدسة رقيقة حجم فتحها 6.0cm وبعدها البؤرى 10.0cm - تقع على بعد 4.0cm خلف عدسة رقيقة أخرى حجم فتحها 8.0cm وبعدها البؤرى 5.0cm + . وضع جسم ارتفاعه 4.0cm بحيث يقع مركزه على المحور وعلى بعد 12.0cm + أمام العدسة الأولى ، ووضع مصدر قطره 5.0cm في منتصف المسافة بين العدستين . أوجد حسابيا وتخطيطيا (أ) حجم وموضع حذقة الدخول ، (ب) حجم وموضع حذقة الخروج ، (ج) حجم وموضع الصورة النهائية ، أنظر الشكل م ٧ - ٧ .
- الجواب : (a) + 8.33 and - 3.333 cm, (b) + 4.17 and - 1.667 cm, (c) + 5.26 and + 8.42 cm

- ٨ - ٧ وضعت عدسة رقيقة بعدها البؤرى 9.0cm وحجم فتحها 6.0cm على بعد قدره 4.50 أمام عدسة مفرقة بعدها البؤرى 8.0cm - وحجم فتحها 6.0cm . يفرض أن الضوء يسقط على العدسة الأولى موازيا للمحور ، أحسب (أ) موضع وحجم حذقة الدخول ، (ب) موضع وحجم حذقة الخروج . (ج) حل المسألة تخطيطيا . أوجد (د) النقطة البؤرية للنظام ، (هـ) النقطة الرئيسية التي تقاس منها ، (جـ) البعد البؤرى .
- ٩ ٧ صنع مكبر كودنجتون ( أنظر الشكل ١٠ - ١٠ ) من بلية من الزجاج العالى معامل إنكساره 1.52 وكان قطر الدائرة 2.40cm وقطر الاسطوانة 1.80cm وعمق الحز المركزى 0.30cm . أوجد (أ) موضع حذقة الدخول ، (ب) حجمه ، (ج) موضع حذقة الخروج ، (د) حجمه ، (هـ) البعد البؤرى للمكبر ، (و) موضع النقطة البؤرية ، (ز) موضع النقطة الرئيسية .

- ١٠ ٧ تقع حذقة خروج حجم فتحها 5.0cm على بعد 10.0 أمام مرآة كروية نصف قطر انحنائها 16.0cm + ، ووضع جسم ارتفاعه 3.0cm بحيث يقع مركزه على المحور وعلى بعد قدره 7.0cm أمام المرآة . أوجد ما يلي تخطيطيا : (أ) حذقة الدخول ، (ب) صورة الجسم ، (ج) أصغر قيمة لفتحة المرآة تلزم لرؤية الجسم بأكمله من جميع نقاط حذقة الخروج ( أنظر الشكل م ٧ - ١٠ ) .
- الجواب

(a)  $AE = -4.44$  cm,  $PL = 2.22$  cm, (b)  $-3.73$  cm,  $QM = +1.60$  cm, (c) 2.52 cm

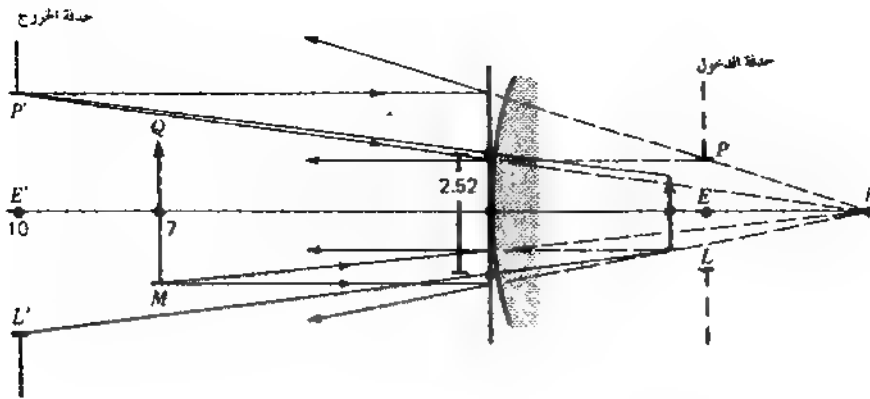


شكل م ٧ - ٧ : الحل التخطيطي للمسألة ٧ - ٧ .

٧ - ١١ تقع حدقة خروج قطرها 4.0cm على بعد 8.0cm أمام مرآة كروية نصف قطرها 14.0cm . وضع جسم ارتفاعه 3.0 cm بحيث يقع مركزه على المحور وعلى بعد قدره 5.0cm أمام المرآة . عين ما يلي تخطيطاً : (أ) حجم حدقة الدخول ، (ب) موضعها . أوجد (ج) موضع الصورة ، (د) حجمها وذلك برسم الشعاع الرئيس والشعاعين الخرفين من الطرف السفلي للجسم .

٧ - ١٢ تقع حدقة خروج حجم فتحها 10.0cm على بعد 48.0cm أمام مرآة كروية مقعرة نصف قطرها 30.0 cm . ووضع جسم ارتفاعه 5.0cm بحيث ينطبق مركزه على المحور وعلى بعد 36.0cm أمام المرآة . أوجد ما يلي تخطيطاً : (أ) موضع حدقة الدخول ، (ب) حجمها . أوجد أيضاً (ج) موضع الصورة ، (د) حجمها وذلك برسم الشعاع الرئيس والشعاعين الخرفين من الطرف العلوي للجسم .

٧ - ١٣ تستخدم عدسة حجم فتحها 2.0cm وبعد البؤري 3.0cm + كمبر . وضع جسم ارتفاعه 1.60cm بحيث يقع مركزه على المحور وعلى بعد 2.0cm يسار العدسة . ووضعت حدقة دخول ارتفاعها 1.0cm بحيث ينطبق مركزها على المحور وعلى بعد 1.50 cm من العدسة وفي الجانب الأيمن منها . أوجد ما يلي تخطيطاً : (أ) موضع حدقة الدخول ، (ب) حجمها . أوجد أيضاً من الرسم (ج) موضع الصورة ، (د) حجم الصورة (هـ) إحتجاب التكبير .



٠. حل م ٧ - ١٠ الحل التخطي للمسألة ٧ - ١٠



## الفصل الثامن

### رسم الأشعة

لقد اقتصرنا مناقشتنا حول كيفية تكوين الصورة بواسطة سطح كروي واحد أو أكثر حتى الآن على الأشعة المحورية . وبهذا القيد أمكننا استنباط طرق بسيطة نسبياً لإيجاد موضع الصورة وحجمها حسابياً وتخطيطياً . ولكن من الناحية العملية تكون عدسات معظم العدسات كبيرة لدرجة أن الأشعة المحورية تشكل فقط جزءاً صغيراً من شعاع الأشعة الفعالة ، لذلك يصبح من الضروري علينا دراسة ما يحدث للأشعة غير المركزية . والطريقة المباشرة لمعالجة هذه المسألة هي رسم مسيرات الأشعة خلال النظام ، طبق قانون سنيل على الانكسار عند كل سطح بدقة .

#### ٨ ١ الأشعة المائلة

يسمى جميع الأشعة غير المحورية والتي تقع في مستوى يمر بالمحور الرئيسي بالأشعة المائلة . وعند تطبيق قانون الانكسار على عدد من الأشعة المارة خلال واحد أو أكثر من الأسطح متحدة المحور ، سنجد أن موضع الصورة يتغير بتغير ميل الأشعة ، وهذا يؤدي إلى طمس الصورة وهو ما يعرف بزيوغ العدسات ، وسوف تكون دراسة هذه الزيوغ موضوع الفصل التالي . هذا وتبين التجربة والممارسة أن بالإمكان تقليل الزيوغ بدرجة كبيرة بالاختيار المناسب لأنصاف أقطار الأسطح الكروية الكاسرة ومواقعها . بهذه الطريقة فقط يمكن تصميم وتنفيذ أجهزة بصرية ذات فتحات كبيرة تمتاز في نفس الوقت بامتيازها الممتازة فيما يتعلق بتكوين الصورة .

مع تصميم العدسات ثلاث أساليب عامة لتناول مسألة إيجاد الشروط المثلى . الأول هو استخدام الطرق التخطيطية لإيجاد القيم التقريبية لأنصاف أقطار الأسطح ومسافات انفصالها التي يجب استخدامها للمسألة المعنية . والأسلوب الثاني هو

استخدام صيغ الزيغ المعروفة لحساب الأشكال ومسافات الانفصال التقريبية فإذا لم تؤد هاتان الطريقتان لتناول الموضوع إلى الحصول على نظم بصرية تكون صوراً ذات نوعية عالية وأريد التحديد بدقة أكثر تستخدم الطريقة الثالثة المعروفة برسم الأشعة . تلخص هذه الطريقة في إيجاد المسيرات المضبوطة لبعض الأشعة الممثلة خلال النظام ويجب أن يكون بعض الأشعة محورانية وبعضها الآخر غير محورانية على أن يرسم كل منها ابتداءً من الجسم إلى الصورة .

وإذا لم تكن النتائج مرضية تحرك الأسطح وتغير أنصاف الأقطار وتكرر العملية تباعاً إلى أن يتم الحصول على أدنى زيغ ظاهري . وحتى سنوات قليلة كانت هذه العملية طويلة ومرهقة بدرجة كبيرة ، بل إنها كانت تتطلب في بعض الأحيان مئات من ساعات العمل . كما أن هذا العمل كان يتطلب استخدام لوغاريتمات ذات خمس أو ست أو سبع أرقام عشرية ، بل أن بعض المصممين قد قاموا بطباعة جداول قياسية خاصة لتسجيل الحسابات والنتائج . ولكن ، من حسن الحظ ، أدت الأبحاث العلمية الحديثة في مجال الالكترونيات إلى ابتكار حاسبات عالية السرعة تستطيع رسم الأشعة خلال النظم المعقدة في زمن قصير جداً . ومما لا شك فيه أن مثل هذه الحسابات تساهم اليوم مساهمة كبيرة في تصميم وإنتاج نظم بصرية جديدة ذات نوعية عالية .

في هذا الفصل سنعالج أولاً طريقة رسم الأشعة تخطيطياً ثم طريقة رسم الأشعة حسابياً ، أما زيوغ العدسات والطرق التقريبية المبينة على استخدام صيغ الزيغ فإنها ستعالج في الفصل التاسع .

## ٨ - ٢ الطريقة التخطيطية لرسم الأشعة

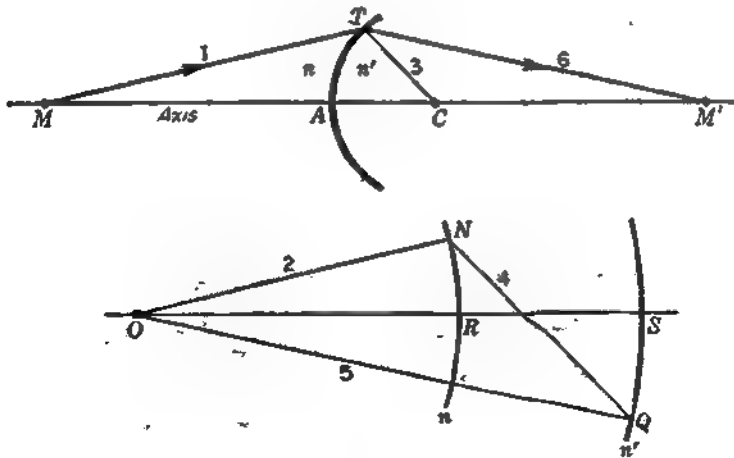
الطريقة التخطيطية لرسم الأشعة والتي سنعرضها هنا هي امتداد للطريقة المعطاة ١ القسم ١ - ١٠ والمستخدم في حالة الانعكاس على الأسطح المستوية في الشكلين ١ و ٧ - ١٠ . ويجب أن يلاحظ أنه بالرغم من أن المبادئ المستخدمة تتبع قائم سنبل تماماً ، فإن دقة النتائج التي يحصل عليها تعتمد على دقة تنفيذ الرسم . هذا يومئذ أن هذا العمل يتطلب لوحة رسم جيدة ومسطرة شكل T ومثلثات مختلفة ، أم منجكة رسم ، كأدوات أساسية ؛ ويفضل أن تكون لوحة الرسم كبيرة ما أمكن . كذلك فإن استخدام قلم رصاص حاد يمثل ضرورة ملحة .

يوضح الرسمان التخطيطيان المبيانان في الشكل ٨ - ١ التمثيل التخطيطي للانعكاس .

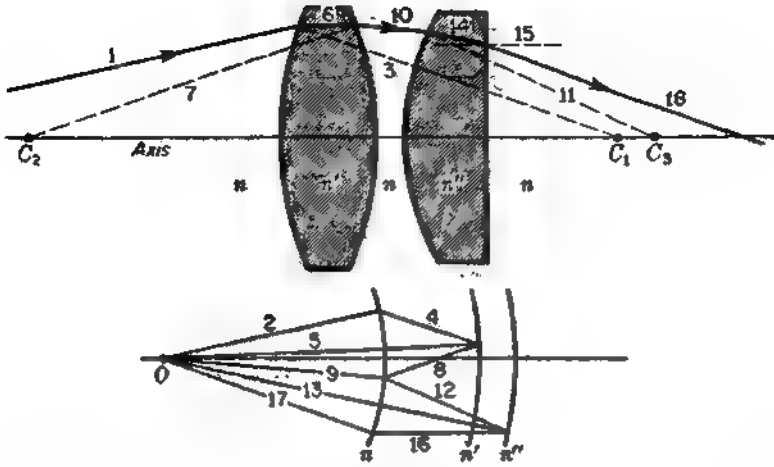
على سطح كروي واحد يفصل بين وسطين معامل انكسارهما  $n$  و  $n'$ . بعد رسم المحور ، السطح الكروي بمركزه  $C$  يختار للرسم شعاع ساقط كالشعاع 1 . بعدئذ يرسم رسم مبطلي مساعد ، كالمين في الجزء السفلي من الشكل ، بمقياس رسم مناسب على أن يكون محوره موازيا لمحور الرسم الأساسي . يتخذ هذا الرسم بأخذ النقطة  $O$  كمركز ثم يرسم منها قوسان دائريان يتناسب نصفاه قطريهما مع معامل الانكسار . بعد ذلك تجري الخطوات التالية للرسم التخطيطي بالترتيب التالي : يرسم الخط 2 مارا بالنقطة  $O$  وموازيا للشعاع 1 . يرسم الخط 3 بين النقطتين  $C$  و  $T$  . يرسم الخط 4 من  $N$  موازيا للخط 3 ويمد إلى استقامته إلى أن يتقاطع مع قوس  $n$  في النقطة  $Q$  . يوصل الخط 5 بين  $O$  و  $Q$  ويرسم الخط 6 من النقطة  $T$  موازيا للخط 3 .

الخط النصف قطري  $TC$  في هذا الرسم التخطيطي عمودي على السطح في النقطة  $T$  ، باظر العمود  $NN'$  في الشكل ١ - ٧ . وسوف نثبت في القسم ١ - ١٠ أن هذا الشكل التخطيطي يتبع قانون سنيل تماماً .

الشكل ٨ - ٢ يوضح تطبيق الطريقة التخطيطية على نظام مكون من مجموعة من الأسطح الكروية متحدة المحور . لدينا هنا عدستان سيمكتان معامل انكسارهما  $n$  و  $n'$  ، على الترتيب ، غاطتان بالهواء ومعامل انكساره  $n = 1.00$  . في الرسم التخطيطي المساعد



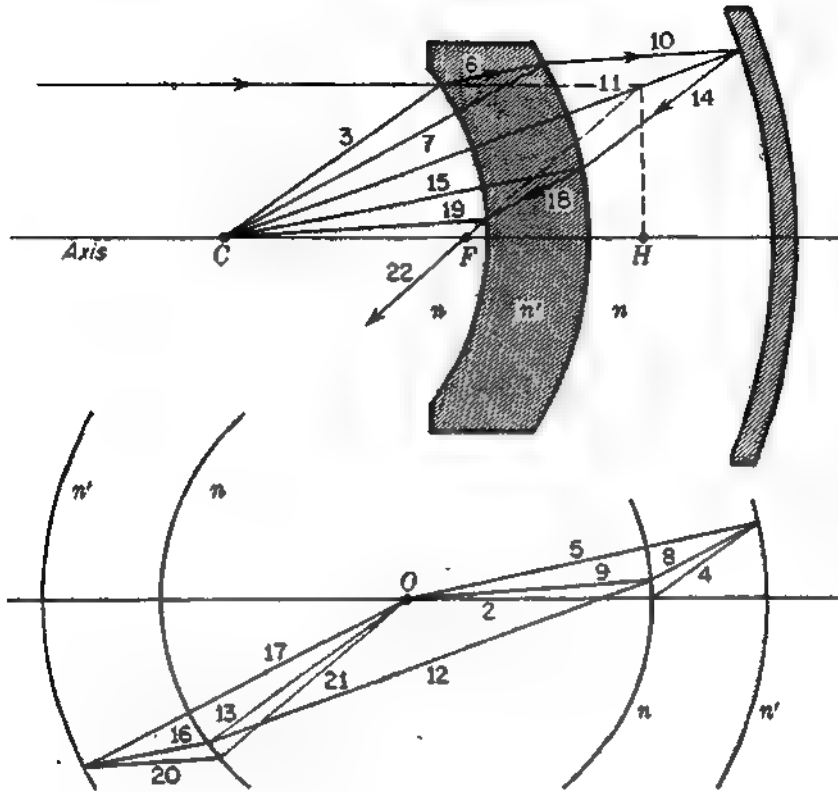
شكل ٨ - ١ : طريقة تخطيطية لرسم الأشعة خلال سطح كروي واحد . الطريقة مبسطة وتتبع قانون سنيل لجميع الأشعة .



شكل ٨ - ٢ : الطريقة التخطيطية المبسطة لرسم الأشعة خلال نظام من الأسطح الكروية الكاسرة تقع مراكزها على المحور .

السفلى رسمت ثلاث أقواس دائرية لمعاملات الانكسار الثلاثة  $n'$  و  $n$  و  $n''$  . وقد رسمت جميع الخطوط في أزواج متوازية كما سبق ابتداءً بالشعاع الضوئي الساقط 1 وانتهاءً بالشعاع الأخير 18 ، وبحيث يكون كل خط زوجي الترقيم موازياً للخط فردي الترقيم السابق له مباشرة . لاحظ نصف قطر السطح الرابع لانهاى ، وإن الخط 15 المتجه صوب مرآة في مالا نهاية موازى للمحور ، وهذا يتفق مع الطرق المستخدمة في الأشكال ١ - ٧ و ٢ - ١٠ و ٢ - ١١ .

عند تطبيق الطريقة التخطيطية لرسم الأشعة على مرآة سميكة يجب رسم الأقواس التي تمثل مختلف معاملات الانكسار المعلومة على جانبي نقطة الأصل كما هو موضح في الشكل ٨ - ٣ . ومرة ثانية ترسم الخطوط في هذه الحالة في أزواج متوازية بشرط أن يكون كل خط زوجي الترقيم موازياً للخط فردي الترقيم السابق له . كذلك يجب أن يصنع الشعاعان 10 و 14 زاويتين متساويتين مع المحور عند نقطة انعكاس الشعاع على الماء المقعرة . لاحظ أن الخطوط المناظرة 9 و 2 و 13 تكون مثلثاً متساوياً الساقين في الشكل التخطيطي المساعد . وتعرف هذه الترتيبة البصرية الموضحة هنا بأنها نظام بصري مركزى ، وسوف نرى في الفصل التالى أن وجود مركز انحناء مشترك لجميع الأسطح يعطى بعض الخواص البصرية الهامة والمفيدة جداً .



شكل ٨ - ٣ : رسم الأشعة خلال مرآة مميكة .

### ٨ - ٣ معادلات رسم الأشعة

يمكن اشتقاق هذه المعادلات بالاستعانة بالرسم التخطيطي المبين في الشكل ٨ - ٤ .

١. سقوط الشعاع المائل MT الذي يصنع زاوية  $\theta$  مع المحور فإنه ينكسر على السطح "أروى من النقطة T بحيث يقطع المحور مرة ثانية في النقطة  $M'$  . الخط TC هو نصف قطر السطح الكاسر ، وهو يمثل العمود الذي تقاس منه زاويتا السقوط والانكسار عند النقطة T . وفيما يتعلق بإشارات الزوايا المعنية يراعى ما يلي :

- ١ - تكون زوايا الميل موجبة عندما يلزم إدارة المحور في عكس اتجاه دوران عقارب الساعة براوية أقل من  $\pi/2$  لكي ينطبق المحور مع الشعاع .
- ٢ - تكون زوايا السقوط والانكسار موجبة عندما يلزم إدارة نصف قطر السطح في عكس اتجاه دوران عقارب الساعة براوية أقل من  $\pi/2$  لكي ينطبق نصف القطر مع الشعاع .
- ومن ثم تكون الزوايا  $\phi, \phi', \theta$  في الشكل ٨ - ٤ موجبة ، بينما تكون الزاوية  $\theta'$  سالبة .
- بتطبيق قانون الجيوب على المثلث MTC نحصل على :

$$\frac{\sin(\pi - \phi)}{r + s} = \frac{\sin \theta}{r}$$

وحيث إن جيب الزاوية المكمل للزاوية معينة يساوى جيب الزاوية نفسها ، إذن :

$$\frac{\sin \phi}{r + s} = \frac{\sin \theta}{r}$$

بحل المعادلة السابقة بالنسبة إلى  $\sin \phi$  ، نجد أن :

$$\sin \phi = \frac{r + s}{r} \sin \theta \quad (1 - 8)$$

والآن ، طبقا لقانون سنيل ، تعطى زاوية الانكسار  $\phi'$  بدلالة زاوية السقوط  $\phi$  بالعلاقة :

$$\sin \phi' = \frac{n}{n'} \sin \phi \quad (2 - 8)$$

ولكن مجموع الزوايا الداخلية في المثلث MTM' يساوى  $\pi$  ، إذن :

$$\theta + (\pi - \phi) + \phi' + (-\theta') = \pi$$

التي يمكن حلها بالنسبة إلى  $\theta'$  لنحصل على :

$$\theta' = \phi' + \theta - \phi \quad (3 - 8)$$

هذه المعادلة تمكنتنا من حساب زاوية ميل الشعاع المنكسر . لإيجاد نقطة تقاطع هذا

الشعاع مع المحور ، وبالتالي تعيين بعد الصورة  $s'$  ، يمكن تطبيق قانون الجيوب على المثلث

TCM' ، عندئذ سنجد أن :

$$\frac{-\sin \theta'}{r} = \frac{\sin \phi'}{s' - r}$$

أى أن بعد الصورة يعطى بالعلاقة :

( ٤ - ٨ )

$$s' = r - r \frac{\sin \phi'}{\sin \theta'}$$

هناك حالة خاصة هامة ، وهى الحالة التى يكون فيها الشعاع الساقط موازيا للمحور .  
تحت هذا الشرط المبسط يمكننا أن نرى من الشكل ٨ - ٥ أن :

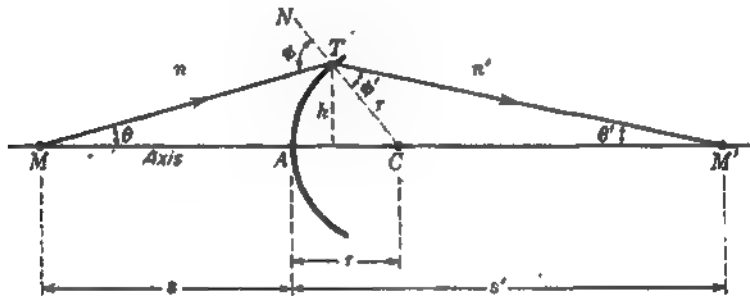
( ٥ - ٨ )

$$\sin \phi = \frac{h}{r}$$

حيث  $h$  ارتفاع الشعاع الساقط  $PT$  فوق المحور . ويلاحظ من المثلث  $TCM'$  أن مجموع  
الزاويتين الداخليتين  $\theta'$  و  $\phi'$  يساوى الزاوية الخارجية عند  $C$  . فإذا ما أعطيت الزوايا  
الاشارات الصحيحة فإننا سنحصل على :

( ٦ - ٨ )

$$\theta' = \phi' - \phi$$

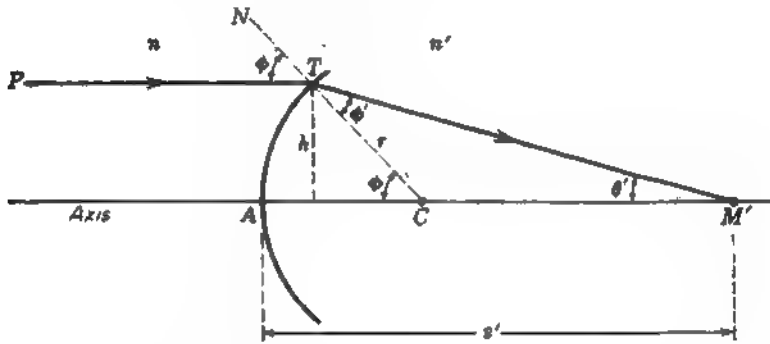


شكل ٨ - ٤ : العلاقات الهندسية المستخدمة في اشتقاق معادلات رسم الأشعة .

المعادلات المرقمة الست السابقة تكون مجموعة هامة يمكن استخدامها رسم أى شعاع  
مثل يقع في مستوى الزوال الرأسى خلال أى عدد من الأسطح الكروية متحدة  
المركز . ومستوى الزوال الرأسى هو أى مستوى يحتوى على محور النظام . وبالرغم من  
أن معظم الأشعة المنبعثة من نقطة فوق محورية على الجسم لا تقع في أى مستوى زوال  
أسى فإن من الممكن عادة تعيين خواص أى نظام فيما يتعلق بتكوين الصورة باختيار  
أشعة تقع في مستوى الزوال الرأسى بطريقة مناسبة . ولكن الأشعة المتزاوية ، أو الأشعة  
التي لا تقع في أى مستوى زوال رأسى ، لا تتقاطع مع المحور ولذلك فإن من الصعب  
رسمها .

## ٨ - ٤ أمثلة لحسابات رسم الأشعة

تستخدم المعادلات (٨-١) و (٨-٢) و (٨-٣) و (٨-٤) على الترتيب لإيجاد بعد الصورة في حالة السطح الكروي الكاسر الواحد ، سواء كان مقعرا أو محدباً . وإذا كان الضوء الساقط موازياً للمحور تستخدم المعادلات (٨-٥) و (٨-٦) و (٨-٧) بنفس هذا الترتيب . هذه المجموعة الثانية من المعادلات هي التي سنستخدمها في عينة الحسابات في المثال التالي .



شكل ٨ - ٥ : العلاقات الهندسية اللازمة لرسم الأشعة عندما يكون الضوء الساقط موازياً للمحور .

مازال الحاسب المكتبي أقل الأدوات استهلاكاً للوقت في حل مسائل رسم الأشعة ، ولكن إذا أتيح استخدام حاسب الكتروني يمكن برمجته فإن زمن الحل يمكن أن يقل بدرجة كبيرة . من الممكن أيضاً استخدام جداول لوغاريتمات ذات سبع أرقام عشرية ، ولكن العملية طويلة ومرهقة ولا تخلو من أخطاء كثيرة . وإذا نَحِم استخدام جداول اللوغاريتمات يمكن تجنب طرح لوغاريتم من آخر لإيجاد خارج القسمة باستخدام لوغاريتمات جميع الكميات الموجودة في المقام ، وبهذا تختزل العمليات إلى عمليات جمع .

مثال ١ : صقل طرف قضيب زجاجي كبير معامل انكساره 1.67200 في صورة سطح كروي محدب نصف قطره  $r = +5.0 \text{ cm}$  . افترض أن الضوء الساقط موازياً للمحور واستخدم أشعة ارتفاعها عن المحور هو (أ) 3.0 cm ، (ب) 2.0 cm (ج) 1 cm (د) 0 cm .

الحل : من المناسب وضع هذه الكميات المعروفة في صورة جدول كما هو مبين في الجدول ٨ - ١ .

أرقام المعادلات في العمود الأول وأنجاهيل والكميات المطلوبة في العمودين التاليين  
تتم بوضوح ما يجري حسابه وكيف يستخدم في السطور التالية هذا ويوضح الشكل  
٨ - ٦ الحل التخطيطي لهذا المثال .

عندما يكون  $h=0$  أو  $h \approx 0$  فإننا نتعامل مع أشعة عمودية حيث تكون الزوايا  
صغيرة للغاية . عندئذ تكون جيوب الزوايا والزوايا ذاتها قابلة للتبديل . إذن يمكن  
كتابة المعادلة ( ٨ - ٦ ) كالآتي :

$$\sin \theta' = \sin \phi' - \sin \phi \quad (٧ - ٨)$$

ومن ثم فإذا كان  $h=0$  يجب استخدام الطريقة التالية . نختار أولاً العدد المناظر لاجدى قيم  
 $\sin \phi$  في عمود آخر . فمثلاً ، في العمود  $h=3.0 \text{ cm}$  نجد أن  $\sin \phi = 0.6000000$  ونجد  
تحتها أن  $\sin \phi' = 0.3588517$  . طبقاً للمعادلة ( ٧ - ٨ ) ، الفرق بين هاتين الكميتين هو  
قيمة  $\sin \theta'$  ويساوى  $0.2411483$  . لإيجاد القيمة  $7.440477^\circ$  في الصف ( ٨ - ٤ ) أضرب  
 $0.3588517$  في  $5.0$  وأقسم على  $0.2411483$  . بإضافة  $r=5.0 \text{ cm}$  نحصل على  $12.440478$  ،  
وهي القيمة المحورية للبعد  $s'$  المعطى في الصف الأخير . أما القيم الثلاث الأولى للبعد  $s$   
فقد وجدت وتخطيطياً من الشكل ٨ - ٧ .

لنرى الآن كيف تستخدم المعادلات والطرق السابقة لحساب بعد الصورة في حالة  
عدسة سمكية ذات سطحين ( انظر الشكل ٨ - ٨ ) .

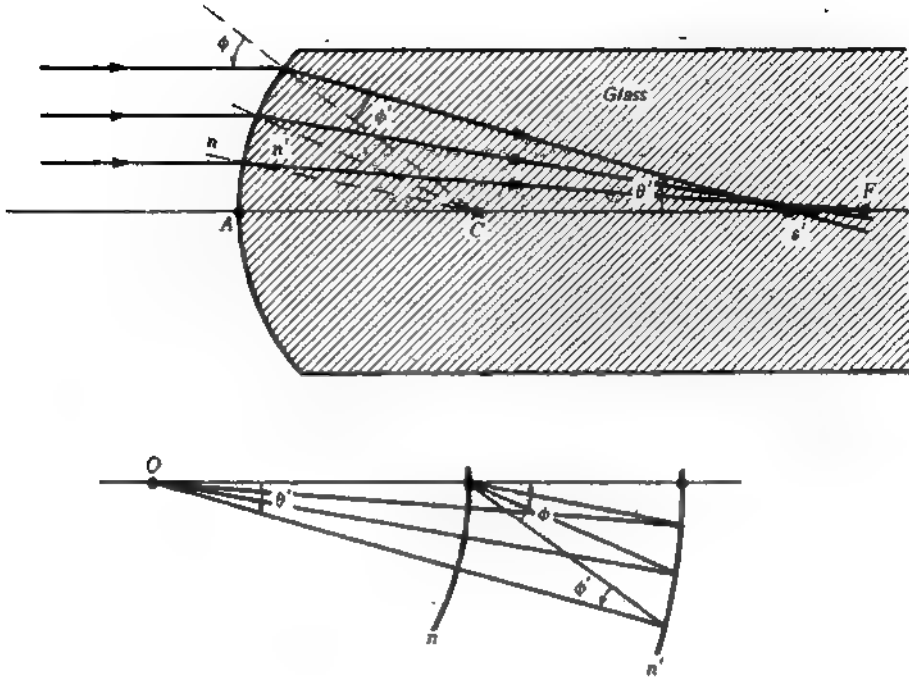
جدول ٨ - ١ : حسابات رسم الأشعة لسطح كروي محدب واحد\*

$$r = +5.0 \text{ cm} \quad n = 1.0 \text{ cm} \quad n' = 1.67200$$

المعادلة	المحول	الرمز	$h = 3.0$	$h = 2.0$	$h = 1.0$	$h = 0$
(8e)	$\sin \phi$	$\frac{h}{r}$	+0.6000000	0.4000000	0.2000000	0.6000000
(8b)	$\sin \phi'$	$\frac{n}{n'} \sin \phi$	+0.3588517	0.2392344	0.1196172	0.3588517
		$\phi$	+36.869898°	23.578178°	11.536959°	
		$\phi'$	+21.029692°	13.841356°	6.8700110°	
(8f)	$\theta'$	$\phi' - \phi$	-15.840206°	9.7368220°	4.6669480°	
		$\sin \theta'$	-0.2729554	0.1691228	0.0813636	0.2411483
(8d)	$r - s'$	$r \frac{\sin \phi'}{\sin \theta'}$	-6.5734494	7.0728015	7.3507809	7.4404775
		$s'$	+11.573449	12.072802	12.350781	12.440478

\* بالرغم من أن معامل انكسار الهواء عند درجة الحرارة والضغط المعتادين هو 1.000292 فإن من المعتاد استخدام القيمة 1.000000  
عدد رسم الأشعة

3



شكل ٨ - ٩ : الرسم التخطيطي للأشعة الموازية المنكسرة على سطح كروي واحد .

مثال ٢ : عدسة متساوية التحدب ممكها 3.0 cm ونصفا قطرية  $r_1 = +15.0$  cm و  $r_2 = -15.0$  cm معامل انكسارها 1.62300 . بفرض أن الأشعة الضوئية تسقط على السطح الأول موازية للمحور وعلى ارتفاعات قدرها 2.0 cm, 4.0 cm, 6.0 cm و 0 cm. أوجد بعد الصورة  $s'$  في كل حالة (أ) بالحساب ، (ب) تخطيطيا .

الحل : (أ) حيث أن الضوء يسقط على السطح الأول موازيا للمحور ، إذن يجب علينا استخدام نفس المعادلات الأربع السابق استخدامها في المثال السابق . باستعمال الرمز السفلي 1 الكميات  $r, \phi, \phi', s, s'$  تتحول هذه المعادلات إلى :

$$( ٨ - ٨ ) \quad \sin \phi_1 = \frac{h}{r_1}$$

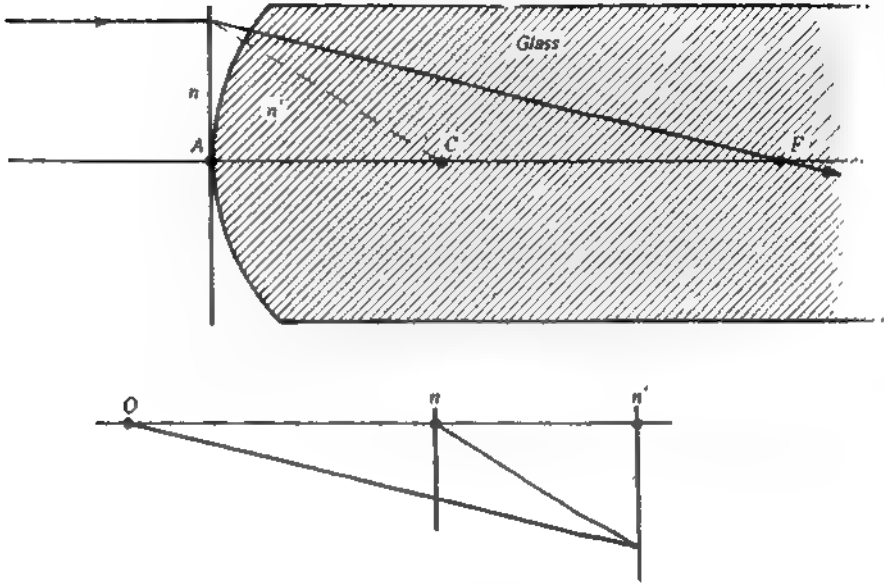
$$( ٩ - ٨ ) \quad \sin \phi'_1 = \frac{n}{n'} \sin \phi_1$$

( ١٠ - ٨ )

$$\theta' = \phi'_1 - \phi_1$$

( ١١ - ٨ )

$$r_1 - s'_1 = r_1 \frac{\sin \phi_1}{\sin \theta'}$$



شكل ٨ - ٧ : الرسم التخطيطي للأشعة المحورية المكسرة على سطح مكروي واحد .

حيث أن الصورة التي يكونها السطح الأول تصبح جسماً بالنسبة للسطح الثاني ،  
إذن يجب طرح سمك العدسة وتغيير الإشارة لنحصل على :

( ١٢ - ٨ )

$$s'_2 = d - s'_1$$

بالنسبة للانكسار على السطح الثاني نستخدم المعادلات ( ١ - ٨ ) و ( ٢ - ٨ )

و ( ٣ - ٨ ) و ( ٤ - ٨ ) والرمز السفلي ٢ لنحصل على :

( ١٣ - ٨ )

$$\sin \phi'_2 = \frac{r_2 + s'_2}{r_2} \sin \theta'$$

( ١٤ - ٨ )

$$\sin \phi''_2 = \frac{n'}{n''} \sin \phi'_2$$

( ١٥ - ٨ )

$$\theta'' = \phi''_2 + \theta' - \phi'_2$$

( ١٦ - ٨ )

$$r_2 - s''_2 = r_2 \frac{\sin \phi''_2}{\sin \theta''}$$

جدول ٨ - ٧ : حسابات رسم الأشعة في حالة عدسة بؤكية متساوية التحدب .  
 $r_1 = +15.0 \text{ cm}$     $r_2 = -15.0 \text{ cm}$     $d = 3.0 \text{ cm}$     $n = n' = 1.00000$     $n' = 1.62500$

المعادلة	المتغير	الرمز	$h = 6.0 \text{ cm}$	$h = 4.0 \text{ cm}$	$h = 2.0 \text{ cm}$	$h = 0$
(8h)	$\sin \phi_1$	$\frac{h}{r_1}$	+0.40000000	0.26666667	0.13333333	0.40000000
(8i)	$\sin \phi_1'$	$\frac{n}{n'} \sin \phi_1$	+0.24615385	0.16410257	0.08205128	0.24615385
	$\phi_1$		+23.5781785°	15.4660119°	7.6622555°	
	$\phi_1'$		+14.2500327°	9.4451058°	4.7064843°	
(8j)	$\theta'$	$\phi_1' - \phi_1$	-9.3281458°	6.0209061°	2.9557712°	
	$\sin \theta'$		-0.16208858	0.10489134	0.05156506	0.15384615
(8k)	$r_1 - s_1'$	$r_1 \frac{\sin \phi_1'}{\sin \theta'}$	-22.7795601	23.4675230	23.8682656	24.0000010
(8l)	$s_2'$	$\frac{s_1'}{d - s_1'}$	+37.7795601	38.4675230	38.8682656	39.0000010
		$\frac{s_2'}{d - s_1'}$	-34.7795601	35.4675230	35.8682656	36.0000010
		$\frac{r_2 + s_2'}{r_2 + s_2'}$	-49.7795601	50.4675230	50.8682656	51.0000010
		$\frac{r_2 + s_2'}{r_2}$	+3.3186373	3.3645015	3.3912177	3.4000007
(8m)	$\sin \phi_2'$	$\frac{r_2 + s_2'}{r_2} \sin \theta'$	-0.5379132	0.35290707	0.17486834	0.5230770
(8n)	$\sin \phi_2'$	$\frac{n'}{n} \sin \phi_2'$	-0.8741091	0.5737371	0.28416105	0.8500002
	$\phi_2'$		-60.9397126°	35.0112384°	16.5087070°	
	$\theta''$		-9.3281458°	6.0209061°	2.9557712°	
	$\phi_2''$		-32.5416940°	20.6652279°	10.0709964°	
(8o)	$\theta''$	$\phi_2'' + \theta' - \phi_2'$	-37.7261644°	20.3669166°	9.3934818°	
	$\sin \theta''$		-0.6118882	0.34803079	0.16321370	0.4807694
(8p)	$r_2 - s_2''$	$r_2 \frac{\sin \phi_2''}{\sin \theta''}$	-21.4281571	24.7278596	26.1155513	26.519997
	$s_2''$		+6.4281571	9.7278596	11.1155513	11.519997
	$\delta s_2''$		5.0918399	1.7921374	0.4044457	0

\* بالرغم من أن معامل انكسار الهواء هو 1.000292 فإن قيمة معامل انكسار الفراغ هي التي تستخدم هنا .

وعندما يكون  $h = 0$  و  $h \approx 0$  فإننا نتعامل مرة ثانية مع أشعة محورية وتكون جميع الزوايا صغيرة للغاية . وحيث أن جيوب الزوايا والزوايا ذاتها قابلة للتبادل ، إذن يمكننا كتابة المعادلتين ( ٨ - ١٠ ) و ( ٨ - ١٥ ) كالآتي :

$$( ٨ - ١٧ )$$

$$\sin \theta' = \sin \phi_1 - \sin \phi'_1$$

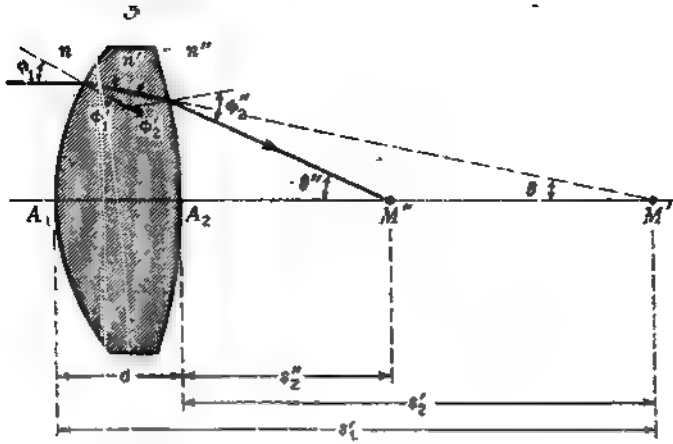
$$( ٨ - ١٨ )$$

$$\sin \theta'' = \sin \phi'_2 + \sin \theta' - \sin \phi'_2$$

بالنسبة للأشعة المحورية يجب علينا استخدام المعادلات من ( ٨ - ٨ ) إلى ( ٨ - ١٦ ) ، مع الاستعاضة عن المعادلتين ( ٨ - ١٠ ) و ( ٨ - ١٥ ) بالمعادلتين ( ٨ - ١٧ ) و ( ٨ - ١٨ ) واتباع نفس الطريقة المستخدمة في المثال ١ . أولا ، أوجد العدد المناظر لإحدى قيم  $\sin \phi_1$  في عمود آخر . فمثلا ، في العمود  $h = 6.0 \text{ cm}$  نجد أن  $\sin \phi_1 = +0.4000000$  وتحتها مباشرة نجد القيمة  $\sin \phi'_1 = +0.24615385$  الفرق بين هذين العددين ، طبقا للمعادلة ( ٨ - ١٧ ) هو قيمة  $\sin \theta'$  ويساوى  $-0.15384615$  لإيجاد القيمة  $24.000010$  في الصف ( ٨ - ١١ ) أضرب  $0.24615385$  في  $15.0$  وأقسم على  $0.15384615$  . بجمع  $r_1 = 15.0$  نحصل على  $39.000010 \text{ cm}$  . ابتداء من هنا وإلى المعادلة ( ٨ - ١٤ ) نستخدم فقط القيم المدرجة في العمود الأخير لنحصل على  $\sin \phi'_2 = -0.8500002$  والآن استخدم المعادلة ( ٨ - ١٨ ) بدلا من من المعادلة ( ٨ - ١٥ ) وضع  $\sin \phi'_2 = -0.8500002$  ،  $\sin \theta' = -0.15384615$  ،  $\sin \phi'_1 = -0.5230770$  لـ ( ٨ - ١٥ ) نجد أن  $\theta'' = -0.4807694$  .

الأشكال الأخيرة تبين أنه عندما تسقط الأشعة المتوازية على العدسة على ارتفاعات قدرها  $6.0 \text{ cm}$  ،  $4.0 \text{ cm}$  ،  $2.0 \text{ cm}$  ،  $0 \text{ cm}$  فإن الأجزاء المقطوعة من المحور ، إلى سبع أرقام معنوية ، هي  $11.519997 \text{ cm}$  ،  $+11.115551$  و  $+9.727860$  ،  $+6.428157$  ،  $s'_2 =$  على الترتيب .

(ب) الحلول التخطيطية لهذه المسألة معطاة في الشكلين ٨ - ٩ و ٨ - ١٠ . وسوف نرى أن البعدين رأسي العدسة والنقطة البؤرية ليس ثابتا ولكنه يتغير قليلا للمناطق المختلفة من العدسة ( أنظر الشكل ٨ - ١١ ) . هذا الغيب في خواص جميع العدسات ذات الأسطح الكروية فيما يتعلق بتكوين الصور يسمى الزيغ الكروي ، وسوف يعالج هذا الموضوع بالتفصيل في الفصل التالي . من ناحية أخرى يلاحظ أن البعدين البؤريين  $s'_1$  ،  $s'_2$  للحالة  $\theta = 0$  و  $h = 0$  في الجدول ٨ - ٢ يمثلان القيمتين اللتين عليهما باستخدام صيغ الأشعة المحورية المعطاة في القسم ٥ - ١ .



شكل ٨ - ٨ : العلاقات الهندسية المستخدمة عند تطبيق معادلات رسم الأشعة على عدسة سميكة .

متى كان السطح الكاسر مستويا ، يمكن رسم اتجاه الشعاع المنكسر بالضبط باستخدام المعادلة ( ١ - ١٢ ) . فمثلا ، إذا كان السطح الثاني لعدسة مستويا فإن قانون سنيل يصبح :

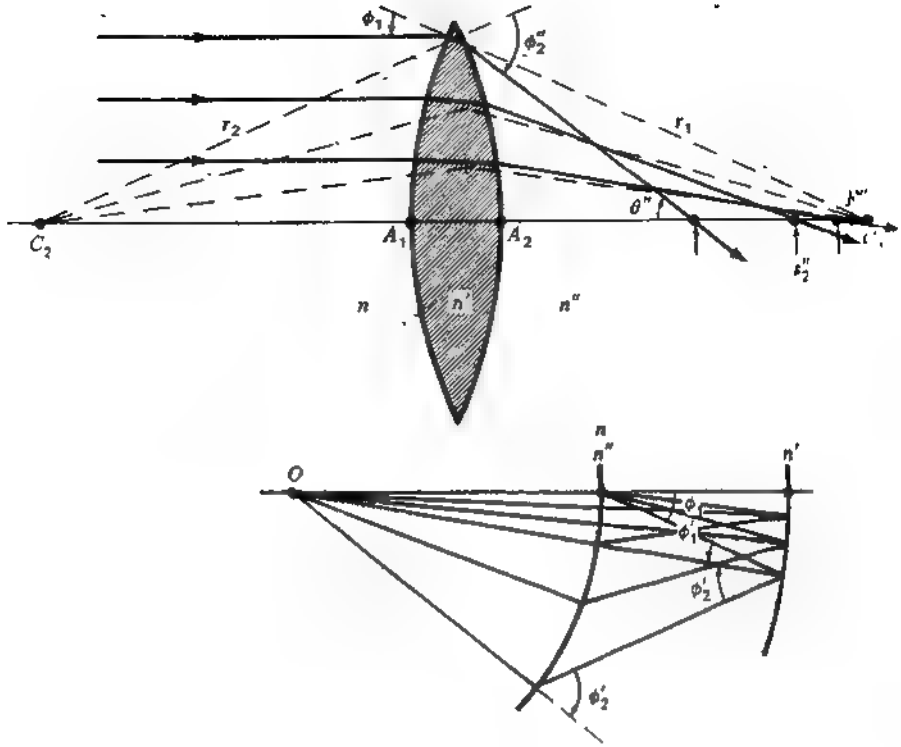
$$\sin \theta'' = \frac{n'}{n''} \sin \theta'$$

كذلك فإن المعادلة ( ٢ - ١٧ ) تصبح :

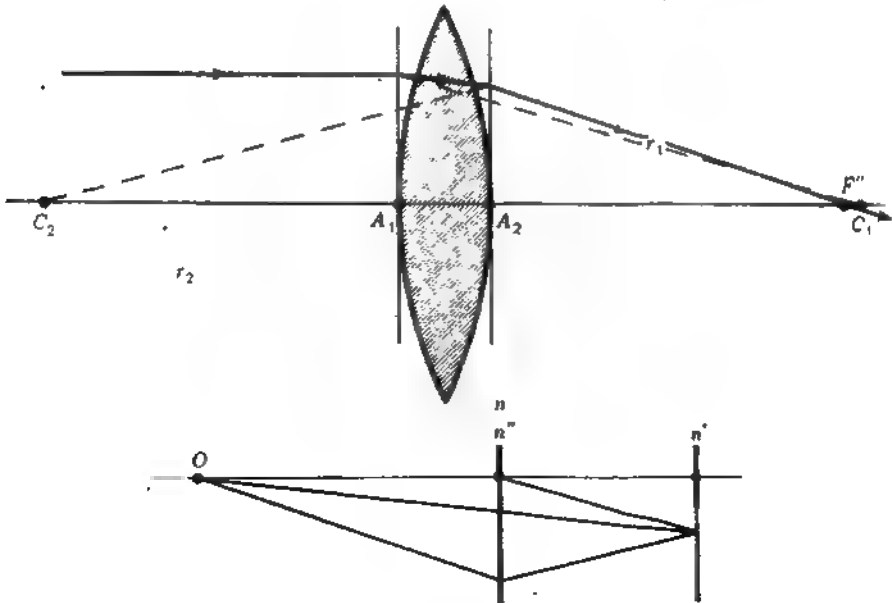
$$s_2'' = s_2' \frac{\tan \theta'}{\tan \theta''}$$

حيث  $\theta'' = \phi_2' + \theta' = \phi_2''$  هذا ونجرب الحسابات بجدولة القيم المناسبة كما في الجدول ٨ - ٢ . في السنوات الأولى من ثلاثينيات القرن التاسع عشر استج ت . سميث مجموعة من المعادلات المفيدة في توليد رسم الأشعة في النظم المعقدة من العدسات السميكة . ذلك أن الصورة البسيطة لمعادلات رسم الأشعة ، أى المعادلات ( ٨ - ١ ) إلى ( ٨ - ٦ ) ، وطريقة تطبيقها على السطح تلو السطح قد أوضحت إليه بإمكانية استخدام المصفوفات لهذا الغرض . بناء على ذلك يمكن تنفيذ الانكسارات والانتقالات المتتالية باستخدام المؤثرات المصفوفية .

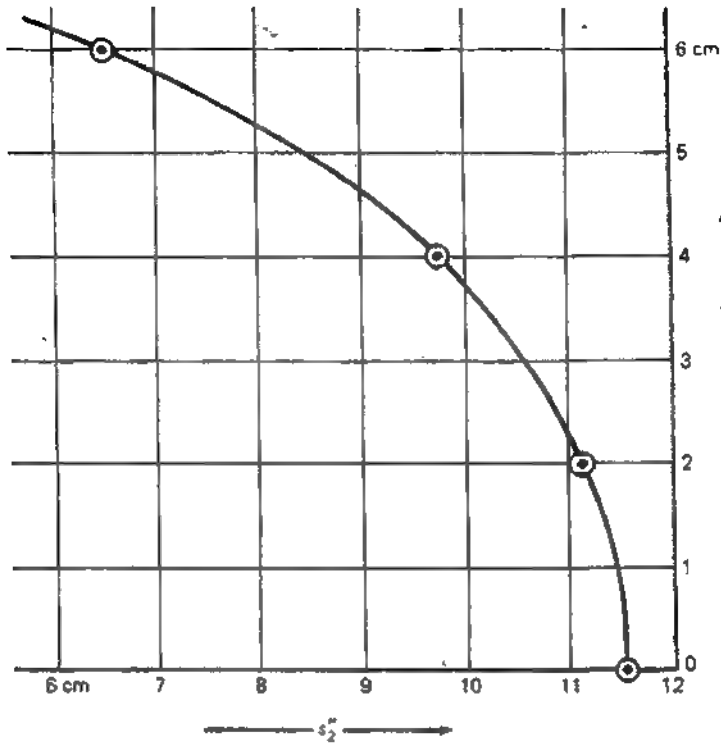
وبالرغم من أن هذه الانجازات التمهيدية لم تلق اهتماما من جانب مصممي العدسات لفترة طويلة تصل إلى حوالي ثلاثين عاما ، فإن استخدام طريقة المصفوفات في رسم



شكل ٨ - ٩ : الحل التخطيطي لرسم الأشعة خلال عدسة مميكة ؛ انظر المثال ٢ .



شكل ٨ - ١٠ : الحل التخطيطي للأشعة المحورية المارة خلال عدسة مميكة ؛ انظر المثال ٢



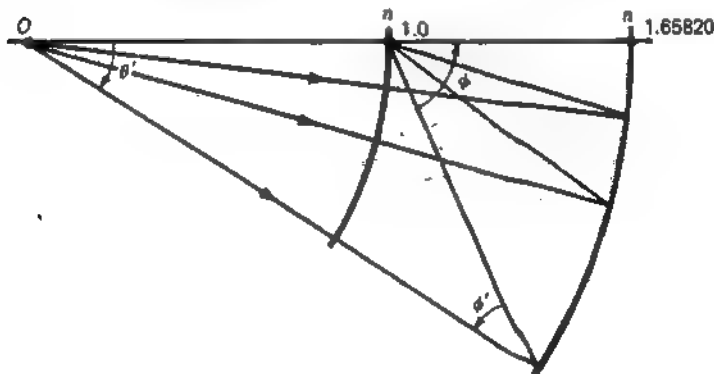
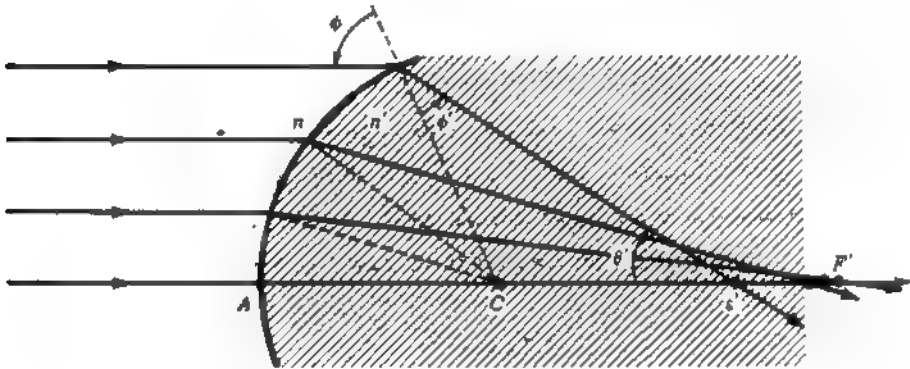
شكل ٨ - ١١ : الصر في البعد البؤري للأشعة الموازية المارة في عدسة زجاجية متساوية العدب موجودة في الهواء ، انظر المثال ٣ .

الأشعة قد بدأت في السبتيات من القرن التاسع عشر . ومع أن معالجة هذا الموضوع بالمصفوفات فوق مستوى هذا الكتاب فقد يجد الطلاب فائدة في إلقاء نظرة عليه \* .

\* For a detailed development of the matrix method of ray tracing, see K. Hallbach, "Matrix Representation of Gaussian Optics," *Am. J. Phys.*, 32:90 (1964); W. Brouwer, "Matrix Methods in Optical Instrument Design"; E. L. O'Neill, "Introduction to Statistical Optics," and A. Nussbaum, "Geometrical Optics."

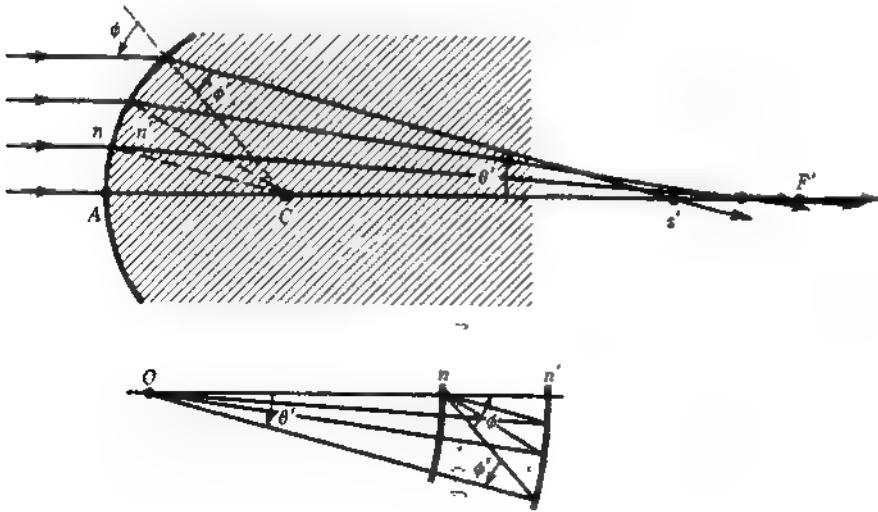
## مسائل

٨ - ١ حقل طرف قضيب زجاجي اسطوانى كبير معامل انكساره 1.65820 فى صورة سطح كروى نصف قطره  $+6.50 \text{ cm}$  . أوجد المسافة المحورية ، لشعاع يسقط موازيا للمحور وعلى ارتفاع قدره  $6.0 \text{ cm}$  منه (أ) تخطيطيا ، إلى ثلاث أرقام معنوية ، (ب) بحسابات رسم الأشعة ، إلى ست أرقام معنوية .  
الجواب : (أ)  $+13.05 \text{ cm}$  (ب)  $+13.04646 \text{ cm}$  ( انظر الشكل م ٨ - ١ )



شكل م ٨ - ١ : الحل التخطيطى للمسألة من ٨ - ١ إلى ٨ - ٣ .

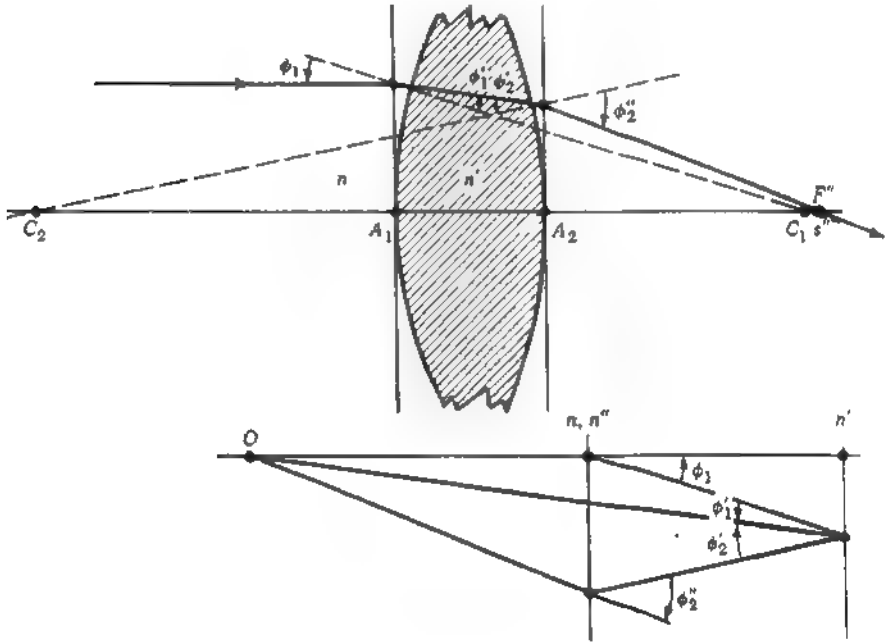
- ٢ - ٨ حل المسألة ٨ - ١ بالنسبة لشعاع يقع على ارتفاع قدره 4.0 cm من المحور .  
الجواب : (أ)  $+15.15 \text{ cm}$  ، (ب)  $+15.14873 \text{ cm}$  ( انظر الشكل م ٨ - ١ )
- ٣ - ٨ حل المسألة ٨ - ١ بالنسبة لشعاع يقع على ارتفاع قدره 2.0 cm من المحور .  
الجواب : (أ)  $+16.09 \text{ cm}$  ، (ب)  $+16.08820 \text{ cm}$  ( انظر الشكل م ٨ - ١ )
- ٤ - ٨ حل المسألة ٨ - ١ بالنسبة لحزمة من الأشعة المحورية (h = o) .
- ٥ - ٨ صقل أحد طرفي قضيب زجاجي اسطواني كبير معامل انكساره 1.68500 في صورة سطح كروي مقعر نصف قطره 7.0 cm أوجد المسافة المحورية s' لشعاع موازي للمحور يقع على ارتفاع قدره 6.0 cm منه (أ) تخطيطيا ، إلى ثلاث أرقام معنوية ، (ب) بحسابات رسم الأشعة ، إلى ست أرقام معنوية .
- ٦ - ٨ حل المسألة ٨ - ٥ لشعاع يقع على ارتفاع قدره 4.0 cm من المحور .
- ٧ - ٨ حل المسألة ٨ - ٥ لشعاع يقع على ارتفاع قدره 2.0 cm من المحور .
- ٨ - ٨ حل المسألة ٨ - ٥ لحزمة من الأشعة المحورية ، h = o .
- ٩ - ٨ صقل طرف قضيب زجاجي اسطواني كبير معامل انكساره 1.82500 في صورة سطح كروي نصف قطر انحنائه  $r = +8.0 \text{ cm}$  . غمر القضيب بعدئذ في زيت خفيف معامل انكساره 1.32600 . أوجد المسافات المحورية لأشعة موازية للمحور ارتفاعاتها عنه هي (أ) 6.0 cm ، (ب) 4.0 cm ، (ج) 2.0 cm ، (د) 0 cm . حل المسألة تخطيطيا وبالحساب .
- الجواب : (أ)  $+25.54043 \text{ cm}$  (ب)  $+28.85935 \text{ cm}$  (ج)  $+30.58603 \text{ cm}$  (د)  $+31.13007 \text{ cm}$  .  
( انظر الشكل م ٨ - ٩ )



شكل م ٨ ٩ : الحل التخطيطي للمسألة ٨ - ٩

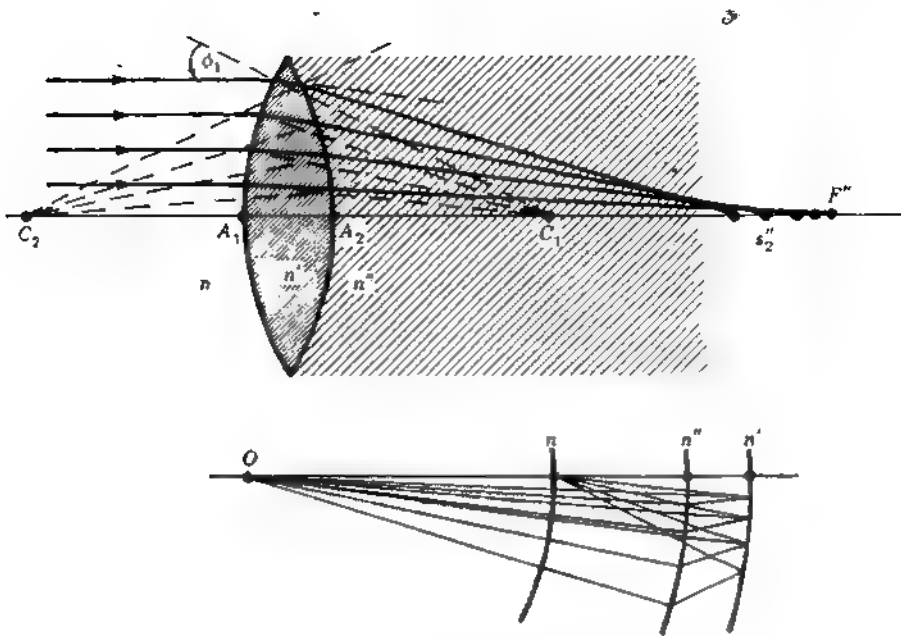
٥

- ٨ ١٠ عدسة محدبة السطحين بمكها 6.0cm ونصف قطريها  
 $r_2 = -20.0 \text{ cm}$  و  $r_1 = +16.0 \text{ cm}$  ومعامل انكسارها 1.750 . إذا سقط شعاع  
 ضوئي على السطح الأول موازيا للمحور وعلى ارتفاع قدره 6.0 cm منه ، أوجد  
 المسافة  $s_2$  (أ) بالطريقة التخطيطية ، (ب) بالحساب وإلى ست أرقام
- ٨ ١١ حل المسألة ٨ - ١٠ إذا كان الشعاع الساقط على ارتفاع قدره 4.0 cm من المحور .
- ٨ ١٢ حل المسألة ٨ - ١٠ إذا كان الشعاع الساقط على ارتفاع قدره 2.0 cm من المحور .
- ٨ ١٣ حل المسألة ٨ - ١٠ لحالة الأشعة المحورية ،  $h = 0$  .  
 الجواب : (أ) +10.71 cm ، (ب) +10.71225 cm ( انظر الشكل م ٨ - ١٣ )

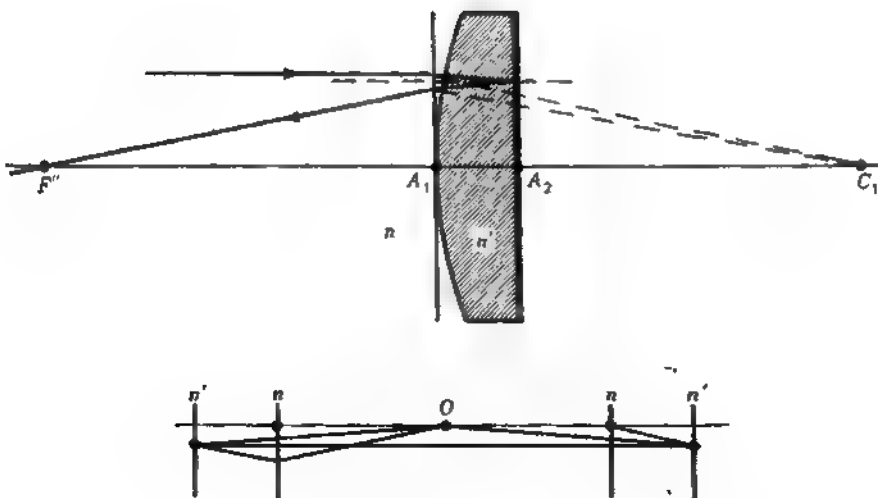


سحل م ٨ ١٣ . الرسم التخطيطي للأشعة المحورية ،  $h = 0$  . المسألة ٨ ١٣

- ٨ ١٤ عدسة مقعرة السطحين بمكها 1.0cm ونصف قطري سطحها  
 $r_2 = +15.0 \text{ cm}$  و  $r_1 = -15.0 \text{ cm}$  ومعامل انكسارها 1.732 . إذا سقط شعاع  
 ضوئي موازيا للمحور على السطح الأول وعلى ارتفاع قدره 5.0 cm من المحور ،  
 أوجد المسافة  $s_2$  (أ) بالطريقة التخطيطية ، (ب) بالحساب ، إلى ست أرقام معنوية .
- ٨ ١٥ حل المسألة ٨ - ١٤ إذا كان الشعاع الساقط على ارتفاع قدره 4.0 cm من المحور .



شكل م ٨ - ١٨ : الحل التخطيطي للمسألة ٨ - ١٨ .



شكل م ٨ - ٢٠ : رسم الشعاع المحوري لإيجاد النقطة البؤرية  $F''$  .

- ٨ - ١٦ حل المسألة ٨ - ١٤ إذا كان الشعاع الساقط على ارتفاع قدره 2.0 cm من المحور .  
٨ - ١٧ حل المسألة ٨ - ١٤ إذا كان الضوء الساقط في صورة حزمة محورية موازية للمحور .

٨ . ١٨ عدسة محدبة السطحين معامل انكسارها 1.63700 ونصفا قطري سطحها  $r_1 = +13.50 \text{ cm}$  و  $r_2 = -13.50 \text{ cm}$  . إذا كانت هذه العدسة تشكل أحد طرفي خزان يحوى على زيت معامل انكساره 1.42500 وكان الوجه  $r_2$  ملامسا للزيت والوجه  $r_1$  ملامسا للهواء ، أوجد المسافات المحورية  $r_2$  لأشعة موازية ساقطة على ارتفاعات قدرها (أ) 6. cm ، (ب) 4.50 cm ، (ج) 3.0 cm ، (د) 1.5 cm ، (هـ) 0 cm من المحور . حل المسألة تخطيطيا وبالحسابات مستخدما طرق رسم الأشعة .

الجواب : (أ) +17.4314 cm (ب) +19.06432 cm (ج) +19.9898 cm  
(د) 20.4842 cm (هـ) +20.6408 cm ( انظر الشكل م ٨ - ١٨ )

- ٨ ١٩ فضاء السطح المسوى لعدسة محدبة مسوية سمكها 3.0 cm لتكوين مرآة سمكية .  
إذا كان  $r_1 = +15.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = \infty$  ومعامل انكسار الزجاج 1.50000 ، أوجد المسافة  $z$  لشعاع موازى للمحور وعلى ارتفاع قدره 6.0 cm منه (أ) بالطريقة التخطيطية ، (ب) بحسابات رسم الأشعة .

٨ ٢٠ حل المسألة ٨ - ١٩ حالة حزمة من الأشعة المحورية القريبة من المحور ،  $h=0$  .  
الجواب : (أ) +13.93 cm ، (ب) +13.92857 cm ( انظر الشكل م ٨ - ٢٠ )

- ٨ ٢١ عدسة محدبة السطحين نصف قطر سطحها  $r_1 = +10.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = -10.0 \text{ cm}$  وسمكها 2.0 cm ومعامل انكسارها 1.52300 . افترض أن العدسة في الهواء وأن  $n = n' = 1.00000$  . أوجد قيم  $z$  بحسابات رسم الأشعة إذا كانت الأشعة الساقطة موازية للمحور وتقع على ارتفاعات قدرها (أ) 6.0 cm ، (ب) 4.0 cm ، (ج) 2.0 cm ، (د) 0 cm من المحور . (هـ) خطط رسما يبينها للسطح البؤرى يمثل المحور الأفقى فيه قيم  $z$  ويمثل المحور الرأسى فيه قيم  $h$  .



## الفصل التاسع عشر

### زيوغ العدسات

تؤكد عمليات رسم الأشعة السابق استيعابها : تتمصل الثامن عجز صيغ الأشعة المحورية المشتقة من نظرية جلوس عن إعتناء تفسير دقيق لتفاصيل الصورة . فمثلا ، إذا سقطت حزمة عريضة من الأشعة على عدسة في اتجاه موازى للمحور فإنها لا تتجمع في بؤرة وحيدة ، ويُعرف عيب الصورة الناتج من ذلك بالتشوية الكروية . ومن ثم فإن الصيغ الجاوسية المستنتجة والمطبقة في الفصول السابقة تعطى فقط تفسيراً مثالياً للصور التى تكونها عدسات ذات فتحة كبيرة .

وعند تطبيق طرق رسم الأشعة على نقط الجسم الواقعة أبعد وأبعد عن المحور سوف يصبح عيوب الصورة أوضح وأوضح . هذا يبين أن طرق تقليل هذه الزيوغ إلى الحد الأدنى - وهو ما يسمح بتكوين صور مرضية بدرجة معقولة - تعتبر واحدة من المسائل الرئيسية لعلم البصريات الهندسية . ومن الطبيعى ألا نستطيع فى كتاب على هذا المستوى أن نعطى جميع تفاصيل النظرية الرياضية الشاملة المتعلقة بهذه المسألة\* . بدلا من ذلك سنحاول أن نبين كيف تنشأ وتظهر معظم الزيوغ وأن نناقش فى نفس الوقت بعض الصيغ المعروفة لنرى كيف يمكن استخدامها فى تصميم نظم بصرية ذات نوعية عالية .

#### ٩ - ١ مفكوك جيب الزاوية - نظرية الرتبة الأولى

لاستنباط نظرية مرضية لزيوغ العدسات وجد كثير من الفيزيائيين النظريين أن من المناسب البدء بتصحيح وضبط معادلات رسم الأشعة أى المعادلات من ( ٨ - ١ ) إلى ( ٨ - ٦ ) ، وفك جيب كل زاوية فى صورة متسلسلة قوى . طبقا لنظرية

---

\* يستطيع القارئ الرجوع إلى تقرير مستغنى عن زيوغ العدسات فى

A. E. Conrady, "Applied Optics and Optical Design," vol. 1, Oxford University Press, New York, 1929; reprinted (paperback) vols. 1 and 2, Dover Publications, Inc., New York, 1960.

ماكولورين ، يعطى مفكوك جيب الزاوية بالمعادلة :

$$( ٩ - ١ ) \quad \sin \theta = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \frac{\theta^7}{7!} + \frac{\theta^9}{9!} \dots$$

في حالة الزوايا الصغيرة تكون المتسلسلة السابقة متسلسلة تقاربيه سريعة ، ذلك أن كل حد فيها يكون حيثئذ صغيرا جدا بالمقارنة بالحد السابق له . تبين هذه المتسلسلة أيضاً أنه في حالة الأشعة المحورية ، حيث تكون الزوايا صغيرة جدا ، يمكننا في التقريب الأول إهمال جميع الحدود التالية للحد الأول وكتابة :

$$\sin \theta \approx \theta$$

عندما تكون الزاوية  $\theta$  صغيرة تكون الزوايا الأخرى  $\phi, \phi', \theta'$  صغيرة أيضاً ، هذا بشرط أن يقع الشعاع قريباً من المحور بوضع  $\theta$  بدلاً من  $\sin \phi$  ،  $\theta'$  بدلاً من  $\sin \theta$  ،  $\phi$  بدلاً من  $\sin \theta'$  في المعادلات ( ٨ - ١ ) و ( ٨ - ٢ ) و ( ٨ - ٤ ) نحصل على :

$$\phi = \frac{r+s}{r} \theta \quad \phi' = \frac{n}{n'} \phi$$

$$\theta' = \phi' + \theta - \phi \quad s' = r - r \frac{\phi'}{\theta'}$$

وبالتعويض الجبري من المعادلة الأولى في الثانية ومن المعادلة الناتجة في الثالثة ثم من المعادلة الناتجة في الرابعة يمكن حذف جميع الزوايا . المعادلة الأخيرة التي نحصل عليها من هذه التعويضات ما هي إلا الصيغة الجاوسية :

$$\frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n' - n}{r}$$

هذه المعادلة وأيضاً المعادلات الأخرى المشتقة منها تكون أساس ما يسمى عادة نظرية الرتبة الأولى .

بتريه كتابة  $\sin \theta \approx \theta$  ، .. إلخ لجميع الزوايا الصغيرة موضح في الشكل ٩ - ١ والجدول ٩ - ١ . فمثلاً ، لزاوية قدرها  $10^\circ$  يكون طول القوس  $\theta$  أكبر من  $\sin 10^\circ$  بمقدار 0.5% فقط ، بينما في حالة الزاوية  $40^\circ$  يكون طول القوس أكبر من جيب الزاوية بمقدار 10% . هذه الفروق هي مقاييس للزيغ الكروى ، وبالتالي لعيوب الصور .

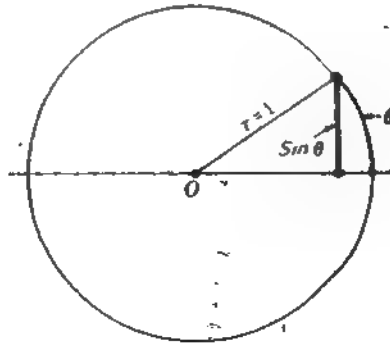
جدول ٩ - ١ قيم  $\sin \theta$  والحدود الثلاثة الأولى في المفكوك

	$\sin \theta$	$\theta$	$\frac{\theta^3}{3!}$	$\frac{\theta^5}{5!}$
10°	0.1736482	0.1745329	0.0008861	0.0000135
20°	0.3420201	0.3490658	0.0070888	0.0000432
30°	0.5000000	0.5235988	0.0239246	0.0003280
40°	0.6427876	0.6981316	0.0567088	0.0013829

## ٩ ٢ نظرية التربة الثالثة للزئوع

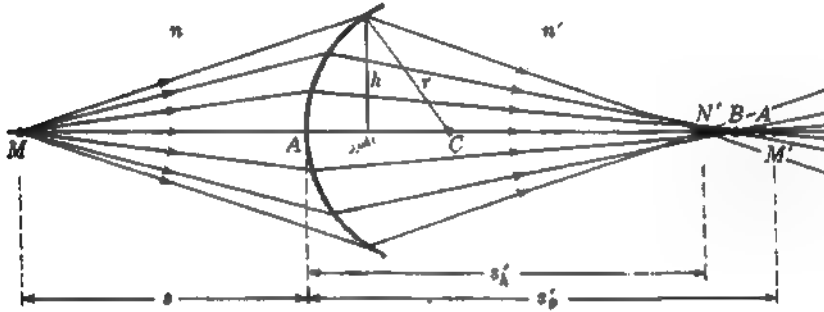
إذا إستيعض عن جميع جيوب الزوايا في معادلات رسم الأشعة [ المعادلات من (٨ - ١) إلى (٨ - ٦) ] بالحددين الأول والثاني في المعادلة (٩ - ١) ، فإن المعادلات الناتجة ، في أى صورة كانت ، تمثل نتائج نظرية التربة الثالثة . وهكذا فإن  $\sin u$  يبدل بالمقدار  $\theta^3/3!$  و  $\sin \phi$  يبدل بالمقدار  $\phi^3/3!$  الخ . المعادلات الناتجة ، ذلك تعطى تفسيراً دقيقاً إلى درجة معقولة للزئوع الرئيسية .

في هذه النظرية يعبر عن زئغ أى شعاع ، أى إنحرافه عن المسير الذى تحدده الصيغ المماسية ، بدلالة خمس مجاميع ،  $S_1$  إلى  $S_5$  ، تسمى مجاميع سيدل . وإذا أريدت لعدسة أن تكون خالية من جميع العيوب في قدرتها على تكوين الصور فإن هذه المجاميع الخمسة ، يجب أن تساوى الصفر ، ولكن ليس من الممكن عمل أى نظام بصري يمكنه أن وفق هذه الشروط جميعها في نفس الوقت . لذلك من المعتاد معالجة كل من هذه المجاميع على حدة ، واختفاء مجاميع معينة ينظر غياب أنواع معين من الزئوع . وهكذا ، فإذا



شكل ٩ - ١ : العلاقة بين قوس أى زاوية  $\theta$  وجيبها .

كان مجموع سيذل  $S_1 = 0$  لنقطة محورية معينة على الجسم لن يكون هناك زيغ كروى عند نقطة الصورة المناظرة . وإذا كان  $S_1 = 0$  و  $S_2 = 0$  في نفس الوقت فإن النظام سيكون خالياً أيضاً من الطفاوة وإذا كان المجموعان  $S_2 = 0$  و  $S_3 = 0$  بالإضافة إلى  $S_1 = 0$  فإن الصور ستكون خالية من اللاإستجمية وانحناء المجال . وأخيراً إذا أمكننا أن نجعل  $S_2 = 0$  لن يكون هناك تشوه ، في الصورة . هذه الزيوغ تعرف أيضاً بإسم الزيوغ الخمسة وحيدة اللون لأنها تتواجد لأى لون أو أى معامل إنكسار معين . علاوة على ذلك تنشأ بعض العيوب الأخرى في الصورة عندما يحتوى الضوء على عدة ألوان . وسوف نناقش أولاً كلا من الزيوغ وحيدة اللون ، ثم نتقل بعد ذلك إلى التأثيرات اللونية .



شكل ٩ - ٢ : الزيغ الكروى في الصورة التي يكوها سطح كروى كاسر واحد لجسم نقطى محورى .

### ٩ - ٣ الزيغ الكروى لسطح واحد

لقد سبق إستخدام هذا المصطلح في القسم ٦ - ٨ والشكل ٦ - ١١ لوصف تلتخ الصورة المتكونة عند سقوط حزمة ضوئية متوازية على مرآة كروية . والآن سنناقش نوعاً مشابهاً من تلتخ الصورة يمكن حلوثه عند الإنكسار على الأسطح الكروية . في الشكل ٩ - ١ يمثل  $M$  جسماً نقطياً واقعاً على محور سطح كروى كاسر واحد ، ونحتل  $M'$  صورته النقطية المحورية . والأشعة المائلة الساقطة على السطح في منطقة نصف قطرها  $h$  بتجمع في نقطة أقرب إلى الرأس  $A$  وعلى مسافة قدرها  $s'_h$  منه .

المسافة  $N'M$  ، كما هو موضح في الشكل ، هي مقياس للزيغ الكروي الطولي ، ومقدار هذا الزيغ يمكن إيجاده من صيغة الرتبة الثالثة :

$$(٢ - ٩) \quad \frac{n}{s} + \frac{n'}{s_h'} = \frac{n' - n}{r} + \left[ \frac{h^2 n^2 r}{2f' n'} \left( \frac{1}{s} + \frac{1}{r} \right)^2 \left( \frac{1}{r} + \frac{n' - n}{ns} \right) \right]$$

وحيث إن صيغة الأشعة المحورية ، أى المعادلة ( ٣ - ٢ ) ، تعطى :

$$\frac{n}{s} + \frac{n'}{s_p'} = \frac{n' - n}{r}$$

فإن القوس الأيمن في المعادلة ( ٢ - ٩ ) هو مقياس للانحراف عن نظرية الرتبة الأولى . فبما هذا القوس تنغير مع موضع الجسم النقطة ، ولأى نقطة معينة تتناسب هذه الكمية تقريباً مع  $h^2$  ، أى مع مربع نصف قطر تلك المنطقة من السطح الكاسر التي تمر الأشعة خلالها .

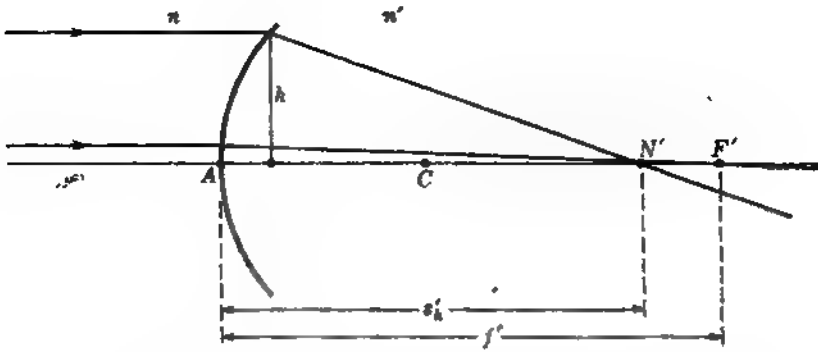
إذا كان الجسم النقطة في ما لا نهاية بحيث كانت الأشعة الساقطة موازية للمحور كما هو موضح في الشكل ٩ - ٣ ، فإن هذه المعادلة تختزل إلى الصورة :

$$(٣ - ٩) \quad \frac{n'}{s_h'} = \frac{n'}{f'} + \frac{h^2 n^2}{2f' r^2 n'}$$

مرة ثانية نلاحظ أن مقدار الزيغ يتناسب مع  $h^2$  ، أى مع مربع إرتفاع الشعاع فوق المحور .

## ٩ - ٤ الزيغ الكروي لعدسة رقيقة

إن وجود الزيغ الكروي في حالة سطح كروي واحد يوضح أنه يمكن أن يحدث أيضاً في مجموعات من مثل هذه الأسطح كالعدسة الرقيقة مثلاً . وحيث إن كثيراً من العدسات يستخدم في الأجهزة البصرية للتركيز البؤري للأشعة المتوازية الساقطة أو خارجة فإن من المعتاد تعيين الزيغ الكروي للضوء المتوازي الساقط لأغراض المقارنة . ويوضح الشكل ٩ - ٤ (أ) هذه الحالة الخاصة بتعيين موضع النقطة البؤرية المحورية F بالإضافة إلى النقط البؤرية A و B و C لمناطق ذات أقطار متزايدة . من جهة

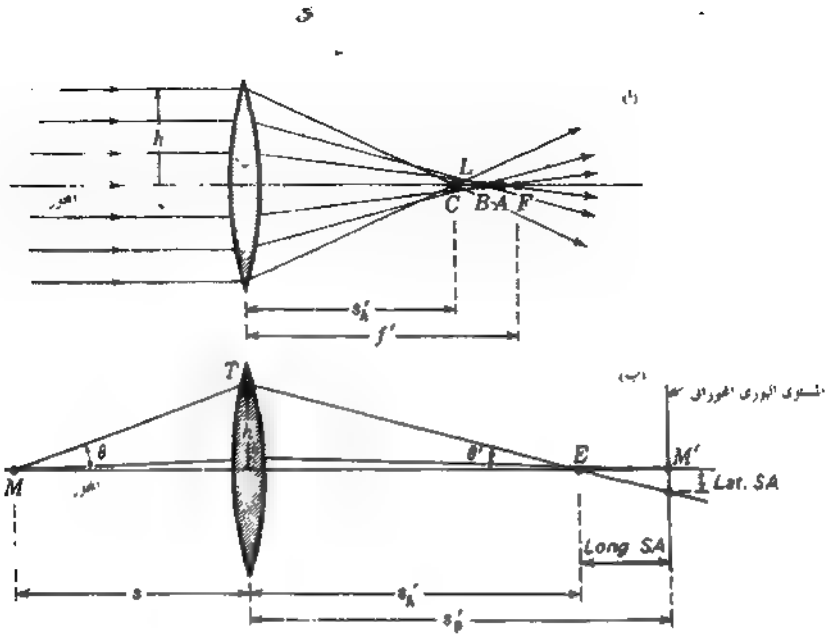


شكل ٩ - ٣ : الزيغ الكروي الطولي لحزمة ضوئية متوازية ساقطة على سطح كروي واحد .

أخرى يوضح الرسم التخطيطي (ب) في الشكل ٩ - ٤ الفرق بين الزيغ الكروي الطولي ، واختصاره long. SA ، والزيغ الكروي الجانبي ، واختصاره Lat. SA .

كمقياس للقيم الفعلية للزيغ الكروي يمكننا استخدام الأشكال المحسوبة بطرق رسم الأشعة لبعض العدسات في الفصل السابق . فمثلاً ، الأبعاد البؤرية لثلاث مناطق من عدسة محدبة الوجهين يمكن أن تؤخذ من الجدول ٨ - ٢ ، والنتائج هي  $+11.52000 \text{ cm}$  للأشعة المحورية و  $+11.11555 \text{ cm}$  لأشعة المنطقة  $h = 2.0 \text{ cm}$  ، و  $+9.72786 \text{ cm}$  لأشعة المنطقة  $h = 4.0 \text{ cm}$  ، و  $+6.42816 \text{ cm}$  لأشعة المنطقة  $h = 6.0 \text{ cm}$  . هذه النتائج تعطي زيغاً كروياً قدره  $1.79214 \text{ cm}$  لأشعة المنطقة  $h = 4.0 \text{ cm}$  ، أو حوالى  $15.6\%$  من قيمة البعد البؤرى المحورى . هذا التغير في البعد البؤرى مع نصف قطر المنطقة التى تمر الأشعة خلالها فى العدسة مبين فى الشكل ٩ - ٥ (أ) . ويلاحظ من هذا الشكل أن المنحنى يقارب القطع المكافئ عندما تكون قيم  $h$  صغيرة ، وحيث أن الأشعة الحرفية تقطع المحور على الجانب الأيسر من النقطة البؤرية المحورية فإن الزيغ الكروي يعتبر موجياً . أما الشكل ٩ - ٥ (ب) فإنه يمثل منحنى مشابه تم رسمه لعدسة مقعرة الوجهين لها نفس الأبعاد تقريباً . وحيث أن الانحراف إلى اليمين ، يقال أن لهذه العدسة زيغاً كروياً سالباً .

يمثل الشكل ٩ - ٦ (أ) مجموعة من العدسات الموجبة متساوية القطر والبعد البؤرى المحورى ولكنها مختلفة الشكل . هذا التغير فى شكل العدسة والذى توضحه هذه المجموعة يعرف بمخانة العدسة . وكل عدسة معلمة برقم  $q$  يسمى عامل الشكل ، وهو يعرف بالصيغة التالية :



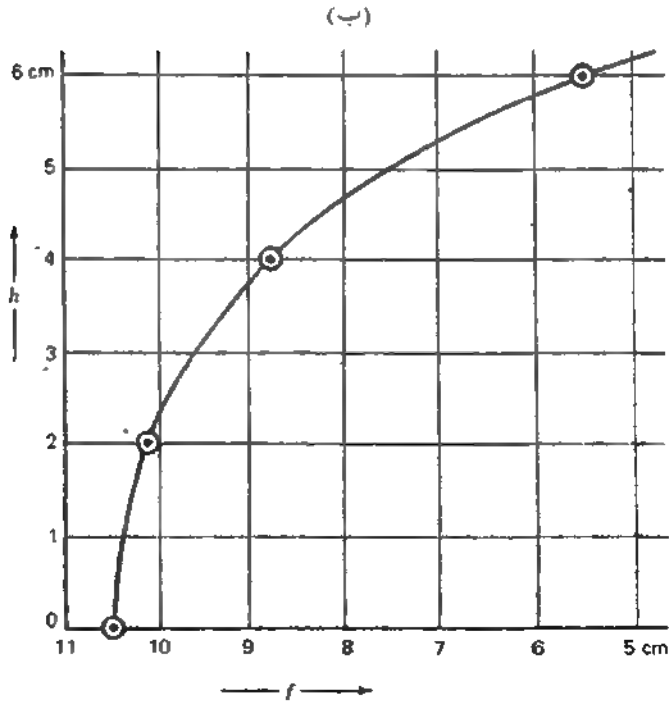
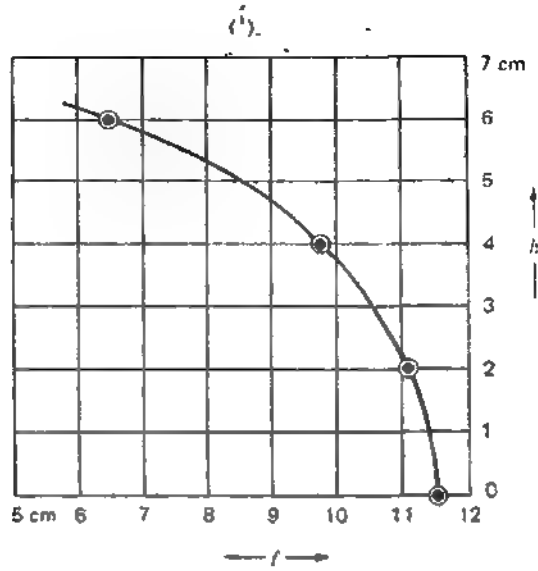
شكل ٩ - ٤ : الزيغ الكروي الجانبي والزيغ الكروي الطولي لعدسة .

$$(٩ - ٤) \quad q = \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1}$$

فمثلاً ، إذا كان نصف قطر عدسة هلالية محدبة هما  $r_1 = -15.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = -5.0 \text{ cm}$  فإن عامل شكلها يكون :

$$q = \frac{-5 - 15}{-5 + 15} = -2$$

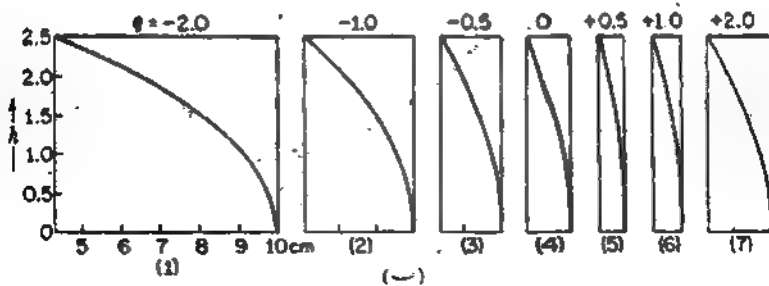
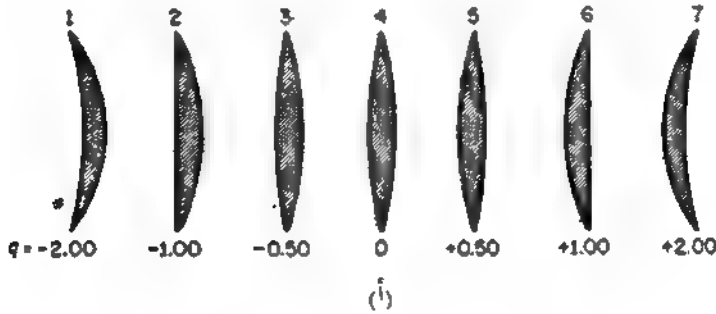
السبب المعتاد لدراسة عدسة ما هو إيجاد ذلك الشكل الذي يعطى أقل زيغ كروي ، وبرهان حتمية وجود مثل هذه النهاية الصفري للزيغ الكروي موضح بالرسوم البيانية المعطاة في الشكل ٩ - ٦ (ب) . هذه المنحنيات مرسومة لنفس العدسات الموضحة في (أ) ، وقد أخذت القيم من الجدول ٩ - ٢ ؛ كذلك فإن هذه المنحنيات قد حسبت بطرق رسم الأشعة المستخدمة في الجدول ٨ - ٢ ، وسوف يلاحظ من الشكل أن العدسة 5 ذات عامل الشكل  $q = +0.5$  تعطى أقل زيغ كروي ، وتوضح المنحنيات المبينة



شكل ٩ - أ : التطير في البعد البؤري لعدستين زجاجيتين في الهواء : (أ) عدسة محدبة الوجهين ، (ب) عدسة مقعرة الوجهين .

في الشكل ٩ - ٧ قيمة هذا الزئوع لشعاع إرتفاعه عن المحور هو  $h = 1.0 \text{ cm}$  لمس مجموعة العدسات هذا الشكل يوضح أن الزئوع الكروي يتغير تغيراً طفيفاً في مدى عامل لسكل الممتد من حوالي  $q = +0.4$  إلى  $q = +1.0$  إذ أنه قريب من النهاية الصغرى ، مع ذلك فإنه لا يصل إلى الصفر في أية نقطة . نرى من ذلك اذن أنه بالإختيار المناسب لنصفى قطري سطحي العدسة يمكننا تقليل الزئوع الكروي إلى الحد الأدنى ، ولكننا لا نستطيع التخلص منه تماماً .

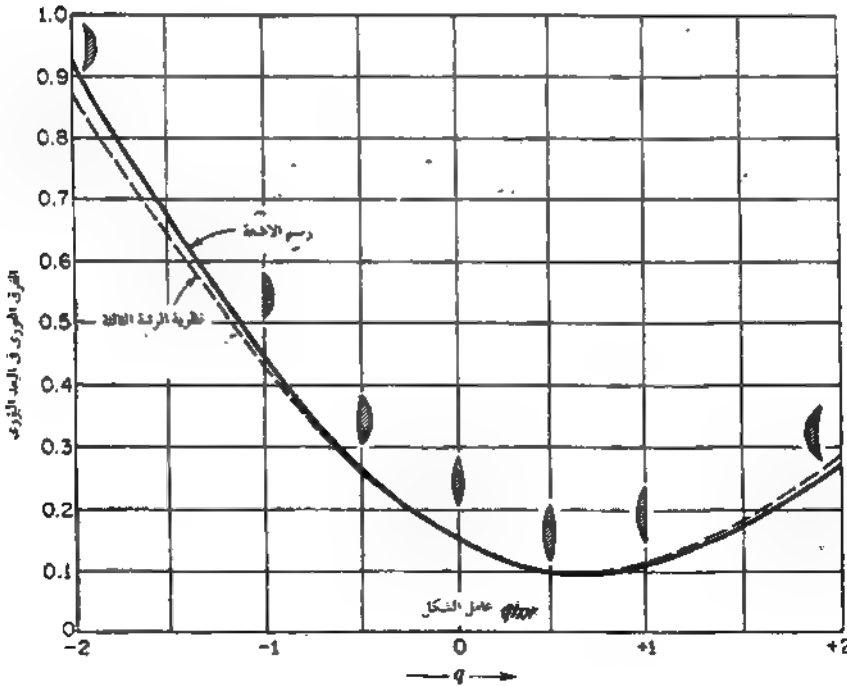
بالرجوع إلى الشكل ٩ - ٤ سنتبين أن الأسطح الكروية تسبب إنحراف الأشعة الحرفية براوية كبيرة جداً ، لذلك فإن أى تقليل لهذا الانحراف سوف يحسن حدة الصورة. ولكننا رأينا فيما سبق ( أنظر القسم ٢ - ٨ ) أن وجود شرط الإنحراف الأدنى في منشور يبين بوضوح أنه إذا تغير شكل العدسة فإن إنحراف الأشعة الحرفية سيكون أقل ما يمكن عندما تدخل هذه الأشعة السطح الأول للعدسة وتخرج من سطحها الثاني بزاويتين متساويتين إلى حد ما ، ومثل هذا الإنقسام المتساوى للإنكسار سوف يعطى



شكل ٩ - ٦ : (أ) عدسات مختلفة الشكل ولكنها متساوية في القوة أو البعد البؤري . الفرق بين عدتي وأخرى هو فرق في الخلفية فقط . (ب) العلاقة بين البعد البؤري والارتفاع  $h$  لهذه العدسات .

أصغر زيف كروى . ففي حالة الضوء المتوازي لساقط على عدسة من الزجاج التاجي يتبين من الشكل ٩ - ٧ أن هنا يحدث عند عامل شكل قدره حوالى  $q = +0.7$  وهو لا يختلف كثيراً عن العدسة المحدبة المستوية ذات عامل الشكل  $q = +1.0$

يمكن التخلص تماماً من الزيف الكروى لعدسة منفردة بعملية إزالة التكرور ، وهى عملية صقل يدوى مرهقة تعطى فيها مختلف مناطق أحد سطحي العدسة أو كليهما إنحاءات مختلفة . مثل هذه العدسات يمكن أن تكون عظيمة النفع في قليل من الأجهزة البصرية فقط مما يبرر التكاليف الإضافية لعملية التشكيل اليدوى . علاوة على ذلك فإن هذه العدسة تشكّل لقيمة معينة واحدة من بعد الجسم ، لذلك فإنها لا تخلو من الزيف الكروى عند القيم الأخرى . لهذا فإن معظم الممارسات الشائعة في تصميم العدسات مازالت ملتزمة بالأسطح الكروية مع تقليل الزيف الكروى بالإختيار المناسب لنصفى قطرى سطحي العدسة .



شكل ٩ - ٧ : رسم يأتى للزيف الكروى لعدسات مختلفة في الشكل ولكنها متساوية في البعد البؤري للمعدنات الموضحة  $f = +10 \text{ cm}$  ،  $d = 2 \text{ cm}$  ،  $h = 1 \text{ cm}$  و  $n' = 1.51700$

## ٩ - ٥ نتائج نظرية الرتبة الثالثة

بالرغم من أن اشتقاق معادلة للزيف الكروي من نظرية الرتبة الثالثة أطول كثيراً من أن يمكننا إعطاؤه هنا إلا أن بعض المعادلات الناتجة تمثل أهمية كبيرة . في حالة العدسة ، افققة لدينا الصيغة البسيطة التالية :

$$(٥ - ٩) \quad L_s = \frac{h^2}{8f^3} \frac{1}{n(n-1)} \quad \bullet$$

$$\left[ \frac{n+2}{n-1} q^2 + 4(n+1)pq + (3n+2)(n-1)p^2 + \frac{n^3}{n-1} \right]$$

$$L_s = \frac{1}{s'_s} - \frac{1}{s_p} \quad \text{حيث}$$

كما هو موضح في الشكل ٩ - ٤ (ب) ،  $s'_s$  هي بعد الصورة بالنسبة لشعاع مائل عبر العدسة على بعد  $h$  ،  $s'_s$  هي بعد الصورة في حالة الأشعة المحورية ،  $r$  هو البعد البؤري المحوري . الثابت  $p$  يسمى عامل الموضع ، أما  $q$  فإنه عامل الشكل المعروف بالمعادلة (٤ - ٩) . يعرف عامل الموضع كالآتي :

$$(٦ - ٩) \quad p = \frac{s''_s - s}{s' + s} \quad \bullet$$

باستخدام معادلة الرتبة الأولى ،  $1/f = 1/s + 1/s'$  ، يمكننا أيضاً التعبير عن عامل الموضع بدلالة  $r$  كالآتي :

$$(٧ - ٩) \quad p = \frac{2f}{s} - 1 = 1 - \frac{2f}{s'}$$

الفرق بين بعدى الصورة ،  $s'_s - s'_o$  ، يسمى الزيف الكروي الطولي .

$$\text{Long. SA} = s'_s - s'_o$$

والجزء المقطوع بواسطة الشعاع المائل على المستوى البؤري المحوري هو الزيف الكروي الجانبي ، وواضح من الشكل ٩ - ٤ (ب) أنه يُعطى بالعلاقة :

$$\text{Lat. SA} = (s'_s - s'_o) \tan \theta'$$

إذا قمنا بحل المعادلة (٥ - ٩) . بالنسبة إلى  $s'_s - s'_o$  فإننا نحصل على :

$$(٨ - ٩) \quad \text{Lat. SA} = s'_o h L_s \quad \text{و} \quad \text{Long. SA} = s'_o L_s \quad \bullet$$

ويعطى بعض الصورة  $s'$  لأى شعاع يمر بأية منطقة في العدسة بالعلاقة :

$$s'_k = \frac{s'_p}{1 + s'_p L_k}$$

يتضمن الشكل ٩ - ٧ مقارنة لنظرية الرتبة الثالثة بالنتائج المبسطة لرسم الأشعة ، وإذا لم يكن عامل الشكل بعيداً جداً عن القيمة المناظرة للنهاية الصغرى يكون الاتفاق جيداً إلى درجة ملفقة للنظر . هذا وقد أعطيت النتائج العددية المستنتجة من نظرية الرتبة الثالثة للعدسات السبع الموضحة في الشكل ٩ - ٦ في العمود الأخير من الجدول ٩ - ٢ .

جدول ٩ - ٢ : التوزيع الكروى لعدسات متساوية في البعد البؤرى ولكنها مختلفة في عامل الشكل  $q$

$$\text{Lens thickness} = 1 \text{ cm} \quad f = 10 \text{ cm} \quad n = 1.5000 \quad h = 1 \text{ cm}$$

شكل العدسة	$r_1$	$r_2$	$q$	رسم الأشعة	نظرية الرتبة الثالثة
عدسة مقعرة	-10.000	-3.333	-2.00	0.92	0.88
عدسة مسطحة	$\infty$	-5.000	-1.00	0.45	0.43
عدسة موشحمة	20.000	-6.666	-0.50	0.26	0.26
متساوية المقادير	10.000	-10.000	0	0.15	0.15
عدسة موشحمة -	6.666	-20.000	+0.50	0.10	0.10
عدسة مسطحة	5.000	$\infty$	+1.00	0.11	0.11
عدسة مقعرة	3.333	10.000	+2.00	0.27	0.29

تستنتج المعادلات المفيدة في تصميم العدسات بإيجاد عامل الشكل الذى يجعل المعادلة ( ٩ - ٥ ) نهاية صغرى . هذا يمكن أن يتحقق بإيجاد التفاضل بالنسبة إلى عامل الشكل ومساواة التفاضل بالصفر :

$$\frac{dL_s}{dq} = \frac{h^2}{8f^3} \frac{2(n+2)q + 4(n-1)(n+1)p}{n(n-1)^2}$$

بمساواة الطرف الأيسر في المعادلة السابقة بالصفر والحل بالنسبة إلى  $q$  نحصل على :

$$(9-9) \quad q = -\frac{2(n^2 - 1)p}{n + 2}$$

١٠. هى العلاقة المطلوبة بين عاملى الشكل والموضع لكى يكون الزىغ الكروى الناتج  
 ١١. يمكن . وكقاعدة عامة تصمم العدسة لزوج معين ما من بعدى الجسم والصورة  
 ١٢. يمكن حساب  $p$  من المعادلة ( ٩ - ٦ ) . فإذا كان معامل إنكسار العدسة  $n$   
 ١٣. يمكن الحصول على عامل الشكل الذى يعطى أقل زىغ كروى جانبى مباشرة من  
 ١٤. ولتعيين نصفى القطرين المناظرين لهذه القيمة المحسوبة لعامل الشكل  
 ١٥. يعطيان فى نفس الوقت البعد البؤرى المطلوب يمكننا عندئذ إستخدام معادلة  
 ١٦. اعمى العدسات :

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{f}$$

١٧. هو يوض عن قيم  $r_1, r_2, s, s'$  من المعادلتين ( ٩ - ٧ ) و ( ٩ - ٤ ) نحصل على  
 ١٨. مجموعة المفيدة التالية من المعادلات والمنسوبة إلى كودينجتون :

$$\begin{aligned} s &= \frac{2f}{1 + p} & s' &= \frac{2f}{1 - p} \\ r_1 &= \frac{2f(n - 1)}{q + 1} & r_2 &= \frac{2f(n - 1)}{q - 1} \end{aligned} \quad ( ٩ - ١٠ )$$

المعادلتان الأخيرتان تعطيان نصفى القطرين بدلالة  $f, q$  ، وبقسمة إحداهما على  
 الأخرى نجد أن :-

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{q - 1}{q + 1} \quad ( ٩ - ١١ )$$

١٩. افترض كمشألة أن المطلوب صناعة عدسة بعدى البؤرى 10.0 cm وأنتا نريد إيجاد  
 نصفى قطرى سطحىها اللذين يعطيان أقل زىغ كروى للأشعة الضوئية المتوازية  
 المسافطة ، وللسهولة سنفترض أن معامل إنكسار الزجاج  $n = 1.50$  . لكى يمكننا تطبيق  
 المعادلة ( ٩ - ٩ ) يجب أولاً تعيين عامل الموضع  $p$  وعامل الشكل  $q$  . بوضع  
 $s = \infty$  و  $s' = 10.0 \text{ cm}$  فى المعادلة ( ٩ - ٦ ) نجد أن :-

$$p = \frac{10 - \infty}{10 + \infty} = -1$$

٢٠. يمكننا إن نرى أنه إذا لم يكن البعد  $s$  لانهايا بل سمح له بالأقرباب من مالانهاية فإن  
 ٢١. نسبة  $(s' + s)/(s' - s)$  سوف تقترب من القيمة -1 وسوف تساوى هذه القيمة  
 ٢٢. النهاية . بالتعويض عن عامل الموضع هذا فى المعادلة ( ٩ - ٩ ) نحصل على :

$$q = - \frac{2(2.25 - 1)(-1)}{1.5 + 2} = \frac{2.5}{3.5} = 0.714$$

هذه القيمة تقع في النهاية الصغرى للمنحنى المين في الشكل ٩ - ٧ . وطبقاً للمعادلة ( ٩ - ١١ ) تكون النسبة بين نصفى القطرين كالتالى :

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{0.714 - 1}{0.714 + 1} = \frac{-0.286}{1.714} = -0.167$$

الاشارة السالبة تعنى أن إغنائى السطحين متعاكسان ، والقيمة العددية تبين أن النسبة بين نصفى القطرين تساوى حوالى 6:1 وطبقاً للمعادلة ( ٩ - ١٠ ) تكون قيمته نصفى القطرين كالتالى :

$$r_2 = \frac{10}{0.286} = -35.0 \text{ cm} \quad \text{و} \quad r_1 = \frac{10}{1.714} = 5.83 \text{ cm}$$

مثل هذه العدسة تقع بين العدستين 6 و 3 ، في الشكل ٩ - ٦ ويكون لها أساساً نفس الزيغ الكروى لأى منهما . لهذا السبب تستخدم العدسات المحدبة المستوية كثيراً في الأجهزة البصرية على أن يكون الوجه المحدب مواجهاً للأشعة الساقطة المتوازية . وإذا ما أدبرت هذه العدسة بحيث واجه سطحها المستوى الضوء الساقط فإن عامل شكلها يصبح  $q = -1.0$  وعندئذ يزداد الزيغ الكروى إلى حوالى اربع أضعاف .

بالرغم من إمكانية التخلص من الزيغ الكروى لعدسة كروية فإن من الممكن تحقيق ذلك بالنسبة لمجموعة من عدستين مختلفتى الاشارة أو أكثر . في هذه الحالة لابد أن يكون مقدار الزيغ الكروى الناتج من إحدى العدستى المجموعة مساوياً ومعاكساً للزيغ الكروى الناتج من الأخرى . فمثلاً ، إذا أريد للثنائى أن يكون موجب الاشارة وخالياً من الزيغ الكروى فإن العدسة الموجبة يجب أن تكون ذات قوة أكبر وأن يكون شكلها قريباً من أو عند الشكل الذى يعطى أدنى زيغ كروى ، بينما يجب أن تكون العدسة السالبة ذات قوة أصغر ولكن لا يجب أن يكون شكلها قريباً من الشكل المناظر للنهاية الصغرى للزيغ . والتعادل في مثل هذه المجموعة ممكن لأن الزيغ الكروى يتناسب مع مكعب البعد البؤرى ، ولهذا فإنه يغير اشارته مع إشارة  $f$  [ أنظر المعادلة ( ٩ - ٥ ) ] وفى العدسة الملصقة المكونة من عنصرين يجب أن يكون للسطحين

المتلاصقين نفس نصف القطر. أما السطحان الآخران فيمكن عندئذ تغييرهما وإستخدامهما لتصحيح العدسة بالنسبة للزيج الكروى . وبالتحكم فى أنصاف أقطار الأسطح الأربع يمكن تقليل الأنواع الأخرى من الزيج كالزيج اللوى فى نفس الوقت . وسوف ندرس هذا الموضوع فى القسم ٩ - ١٣ .

## ٩ - ٦ الزيج الكروى من الرتبة الخامسة

المنحنيان المبيان فى الشكل ٩ - ٤ يوضحان أن الاتفاق بين الناتج المضبوطه لرسم الأشعة والناتج التقريبي لنظرية الرتبة الثالثة يكون مدهشنا إذا ما وقع عامل شكل العدسة فى أى مكان بالقرب من القيمة المثل . ومع ذلك فإن الفرق يكون كبيرة عندما تكون قيم المقدار  $h$  كبيرة وعندما يقع عامل الشكل بعيداً القيمة المثل . هذا يبين ضرورة إدخال الحدود من الدرجة الخامسة فى النظرية . من ناحية أخرى تبين المعادلة ( ٩ - ٥ ) أن الزيج الكروى يجب أن يتناسب مع  $h^2$  بحيث تكون المنحنيات فى الشكل ٩ - ٦ (ب) قطعاً مكافئة . مع هذا تبين القياسات الدقيقة أن هناك انحرافاً عن التناسب مع  $h^2$  عند قيم  $h$  الكبيرة وأن الزيج الكروى فى هذه المنطقة يوصف بطريقة أدق بمعادلة على الصورة :

$$\text{Long. SA} = ah^2 + bh^4 \quad (٩ - ٦٢)$$

حيث  $a, b$  ثابتان . فى هذه المعادلة يمثل الحد  $ah^2$  التأثير من الرتبة الثالثة ويمثل الحد  $bh^4$  التأثير من الرتبة الخامسة ، وقد أعطيت بعض النتائج العددية لعدسة واحدة فى الجدول ٩ - ٣ لتوضيح ضرورة ادخال الحد الأخير فى الاعتبار . وهنا تمثل القيم المطبوعة بالأرقام السمكية فى الصف الرابع القيم الحقيقية للزيج الكروى الطولى والمحسوبة بطرق رسم الأشعة ، بينما تمثل نظيراتها فى الصف الأخير تلك القيم المقابلة للقطع المكافئ والمحسوبة بالنسبة للحالة  $h = 1.0 \text{ cm}$  طبقاً للمعادلة :

$$\text{Long. SA} = a'h^2$$

$$\text{حيث } a' = 0.11530 \text{ cm}^{-1}$$

الصف الأول فى الجدول يعطى التصحيحات من الدرجة الثالثة  $ah^2$  والصف الثانى يعطى التصحيحات من الدرجة الخامسة  $bh^4$  . أما الصف الثالث فإنه يحوى على القيم المحسوبة من المعادلة ( ٩ - ١٢ ) بتوفيق المنحنى عند النقطتين  $h = 1.0 \text{ cm}$  ،  $h = 2.0 \text{ cm}$

بفرض أن  $0.11530$   $0.48208$  هما القيمتان المناظرتان عند هاتين النقطتين نجد أن قيمتي الناتجين كالتالي :

$$b = 0.00174 \text{ و } a = 0.11356$$

بمقارنة حواصل الجمع في الصف الثالث مع القيم الصحيحة في الصف الرابع يتضح لنا الاتفاق الممتاز للأخيرة مع المعادلة (٩ - ١٢) ويمثل الشكل ٩ - ٨ العلاقة البيانية بين القيم المدرجة في الصفين 3.2 وهي تبين أن اسهام التصحيح من الرتبة الخامسة يكون مهملاً عند قيم  $h$  الصغيرة . فإذا كان الزيغ من الرتبة الثالثة وحده موجوداً في عدسة يصبح بالأمكان تجميع عدسة موجبة مع أخرى سالبة لهما نفس الزيغ للحصول على مجموعة تمتاز بأد كل مباظقتها مصححة بالنسبة للزيغ الكروي . ونظراً لأن مقداري الزيغ من الرتبة الخامسة في العدستين مختلفان في الواقع ، فإن مثل هذه المجموعة يمكن تصحيحها لمنطقة واحدة فقط .

يمثل الشكل ٩ - ٨ (جـ) رسماً بيانياً يوضح الزيغ الكروي لثنائي ملصق صححت منطقتي الحرفية ، ويمكننا أن نرى أن المنحنى يصل إلى الصفر عند نقطة الأصل وعند الحرف فقط . وإذا ما ازدادت الفتحة أكثر من ذلك فإن المجموعة تصبح فوق مصححة إلى درجة سيئة . وفي هذه الحالة يقع مستوى أحسن بؤرة على بعد قليل إلى اليسار من النقطتين البؤريتين المحورية والحرفية ، أما موضعة ( الخط الرأسى ) المتقطع فإنه يناظر موضع دائرة الغمة الصغرى .

لنفرض أن  $a, b$  في المعادلة (٩ - ١٢) هما ثابتا ثنائي من عدستين رقيقتين . إذا كان المطلوب هو تصحيح المجموعة عند الحرف ، أى بالنسبة لشعاع يقع على إرتفاع  $h_m$  من المحور ، يجب أن يكون :

$$\text{Long. SA} = ah_m^2 + bh_m^4 = 0$$

$$a = -bh_m^2$$

أو

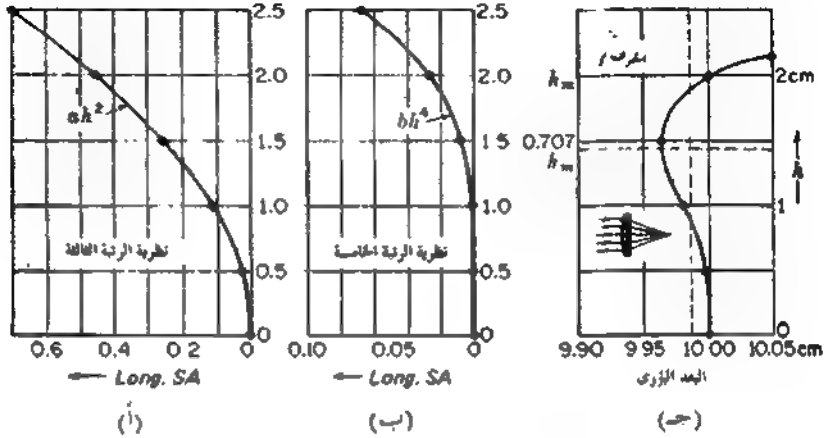
جدول ٩ - ٣ : تصحيح الزيغ الكروي من الدرجة الخامسة

$$f = 10.0 \text{ cm} \quad r_1 = +5.0 \text{ cm} \quad r_2 = \infty \quad n = 1.500 \quad d = 7.0 \text{ cm}$$

العدد $h, \text{ cm}$	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5 ~	3.0
1 $ah^2$	0.02839	0.11356	0.25551	0.45424	0.70975	1.02204
2 $bh^4$	0.00011	0.00174	0.00881	0.02784	0.06797	0.14094
3 $ah^2 + bh^4$	0.02850	0.11530	0.26432	0.48208	0.77772	1.16928
4 رسم الأسية	0.02897	0.11530	0.26515	0.48208	0.77973	1.16781
5 الصلع الكروي	0.02882	0.11530	0.25942	0.46120	0.71812	1.03770

بالتمويض في المعادلة (١٩ - ١٢) نجد أن :

$$\text{Long. SA} = -bh_m^2h^2 + bh^4$$



شكل ٩ - ٨ : (أ) الإسهام من الرتبة الثالثة و (ب) الإسهام من الرتبة الخامسة في الزيغ الكروى الطولى .  
(ج) الزيغ الكروى الطولى لتأني مصمم يستخدم في التلسكوبات .

حيث  $h_m$  ثابت بينما يستطيع  $h$  أن يأخذ أى قيمة  $h_m$  لإيجاد أين يكون لهذا التعبير نهاية عظمى تفاضل المعادلة السابقة بالنسبة إلى  $h$  ثم نساوى نتيجة التفاضل بالصفر كالتالى :

$$\frac{d(\text{Long. SA})}{dh} = -2bh_m^2h + 4bh^3 = 0$$

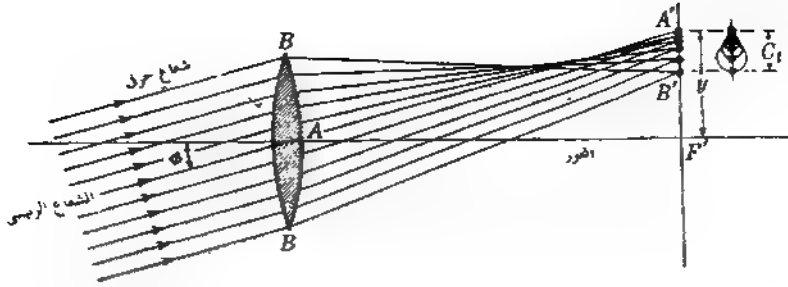
بالقسمة على  $2bh$  نحصل على :

$$h = h_m\sqrt{\frac{1}{2}} = 0.707h_m$$

كقيمة لنصف قطر المنطقة التي يصل فيها الزيغ إلى نهاية عظمى [ أنظر الشكل ٩ - ٨ (ج) ] . في تصميم العدسات يفحص الزيغ الكروى دائماً برسم شعاع مارى المجموعة في منطقة نصف قطرها  $0.707h_m$  .

## ٩ - ٧ الطفاوة

يسمى النوع الثانى من زيوغ الضوء وحيد اللون في نظرية الرتبة الثالثة بالطفاوة . وقد اشتق هذا الاسم من المظهر الشبيه بالمدنب لصورة جسم تقطى يقع قريباً جداً من محور العدسة . وبالرغم من أن العدسة يمكن تصحيحها بالنسبة للزيغ الكروى بحيث



شكل ٩ - ٩ : الطفاوة ، أو النوع الثاني من الزبوع وحيدة اللون الخمس لعدسة. الأشعة المماسية فقط هي الموضحة .

تجمع جميع الأشعة في بؤرة واحدة جيدة على المحور ، فإن نوعية صورة النقط الواقعة قريباً جداً من المحور لن تكون جيدة وحادة ما لم تصحح العدسة أيضاً بالنسبة للطفاوة . ويوضح الشكل ٩ - ٩ هذا النوع من عيوب العدسات لجسم نقطي واحد في مالا نهاية وخارج المحور . من بين جميع الأشعة الواقعة في مستوى الزوال الرأسى المبين في الشكل نرى أن الأشعة المارة خلال مركز العدسة فقط تكون صورة في النقطة  $A'$ . أما الشعاعان الماران بحرف العدسة فإنهما يجتمعان في  $B'$  . ومن ثم يبدو أن التكبير مختلف لأجزاء العدسة المختلفة . فإذا كان التكبير بالنسبة للأشعة الخارجة المارة في العدسة أكبر منه بالنسبة للأشعة المركزية ، يقال أن الطفاوة سالبة .

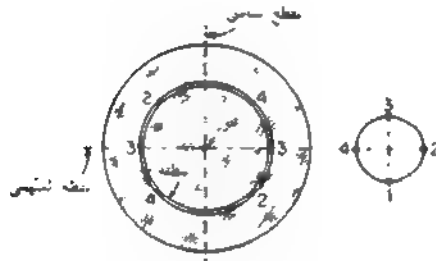
في الشكل ٩ - ٩ نرى في الجزء العلوى الأيمن شكل صورة جسم نقطي لا يقع على المحور ، وتمثل كل دائرة صورة من منطقة مختلفة في العدسة . ويوضح الشكل ٩ - ١٠ تفاصيل تكون الدائرة الطفاوية بالضوء المار خلال إحدى مناطق العدسة . الأشعة ١ وهي تناظر الأشعة المماسية  $B$  في الشكل ٩ - ٩ ، تتقاطع في ١ على الدائرة الطفاوية ، أما الأشعة ٣ ، وهي تسمى الأشعة السهمية ، فتتقاطع في قمة تلك الدائرة . وعموماً فإن جميع النقط على الدائرة الطفاوية تتكون بتقاطع أزواج الأشعة المارة خلال نقطتين متقابلتين في نفس المنطقة . وتبين نظرية الرتبة الثالثة أن نصف قطر الدائرة الطفاوية يعطى بالعلاقة :

( ٩ - ١٣ )

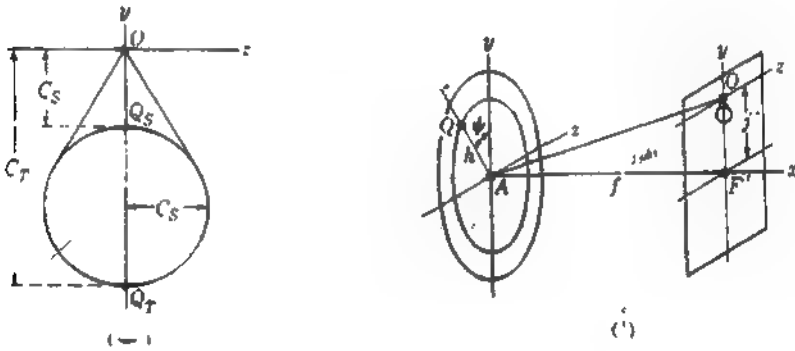
$$C_s = \frac{Jh^2}{f^3} (Gp + Wq)$$

حيث  $f, h, z$  هي المسافات الموضحة في الشكل ٩ - ١١ (أ) ،  $q, p, a$  هما عاملا الموضع ، الشكل لكودنجتون والمعرفان بالمعدلتين ( ٩ - ٦ ) و ( ٩ - ٤ ) . أما الثابت الاخران فيعرفان كالتالى :

$$W' = \frac{3(n+1)}{4n(n-1)} \quad \text{و} \quad G = \frac{3(2n+1)}{4n}$$



شكل ٩ - ١٠ . كل من مناطق العدسة تكون صورة حلقية مطروحة اللون تسمى الدائرة الطفاوية .



شكل ٩ - ١١ : رسم هندسى يوضح القيم النسبية للتكبير السهمى والتكبير الماسى .

ويعطى شكل التمثط الطفاوىى بالعلاقين :

$$y = C_s(2 + \cos 2\psi) \quad z = C_s \sin 2\psi$$

، هذا يوضح أن الطفاوة المماسية  $C_r$  ثلاث أضعاف الطفاوة السهمية  $C_s$  [ انظر الشكل ٩ - ١١ ( ب ) ] . إذن :

$$C_T = 3C_S$$

لكي نرى كيف تتأثر الطفولة بتغير شكل العدسة رسمت علاقة بيانية بين إرتفاع النمط الطفولي  $C_T$  مقابل عامل الشكل  $q$  في الشكل ٩ - ١٢ ؛ وقد حُسبت القيم العددية المستخدمة في رسم هذه العلاقة البيانية من المعادلة ( ٩ - ١٣ ) وأدرجت في الجدول ٩ - ٤ .

جدول ٩ - ٤ : مقارنة بين الطفولة والزيج الكروي لعدستين لهما نفس البعد البؤري ولكن مختلفاين في عامل الشكل.

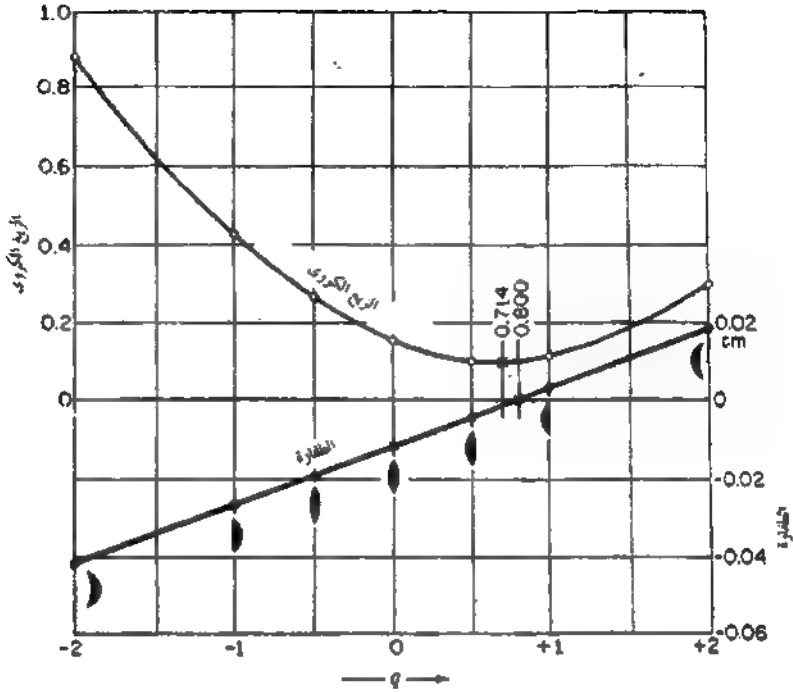
$$\lambda = 1.0 \text{ cm} \quad f = +10.0 \text{ cm} \quad y = 2.0 \text{ cm} \\ n = 1.5000$$

شكل العدسة	عامل الشكل	الطفولة	الزيج الكروي
عدسة مقعرة	-2.0	-0.0420	+0.88
عدسة مسطوية	-1.0	-0.0270	+0.43
عدسة الزهوب	-0.5	-0.0195	+0.26
مساوية السطح	0	-0.0120	+0.15
عدسة الزهوب	+0.5	-0.0045	+0.10
عدسة مسطوية	+1.0	+0.0030	+0.11
عدسة محدبة	+2.0	+0.0180	+0.29

لقد افترض هنا أن لدينا حزمة موجية متوازية ساقطة على العدسة بزاوية قدرها  $11^\circ$  درجة مع المحور . ولأغراض المقارنة أعطيت أيضاً قيم الزيج الكروي الطولي المحسوب باستخدام نظرية الرتبة الثالثة ، أى المعادلة ( ٩ - ٥ ) ، بفرض أن الحزمة الضوئية المتوازية تسقط على العدسة موازية للمحور ومارة بنفس المنطقة .

وتبين حقيقة أن الخط الممثل للطفولة يتقاطع مع المحور الصفري أن بالأمكان جعل العدسة الواحدة عمالية تماماً من هذا الزيج . ومن المهم أن نلاحظ بالنسبة للعدسات المبينة أن عامل الشكل  $q = 0.800$  في حالة غياب الطفولة قريب جداً من عامل الشكل 714 ،  $q$  لحالة أدنى زيج كروي للدرجة أن العدسة المصممة بحيث  $C_T = 0$  سيكون لها عمليا القدر الأدنى من الزيج الكروي .

لحساب قيمة  $q$  التي تجعل الطرف الأيمن للمعادلة ( ٩ - ١٣ ) مساويا للصفر يجب وضع  $C_S$  مساوية للصفر . من هذا ينتج أن :



شكل ٩ - ١٢ : منحنيان لمقارنة الطاقة بالزويغ الكروي لمجموعة من العدسات ذات أشكال مختلفة .

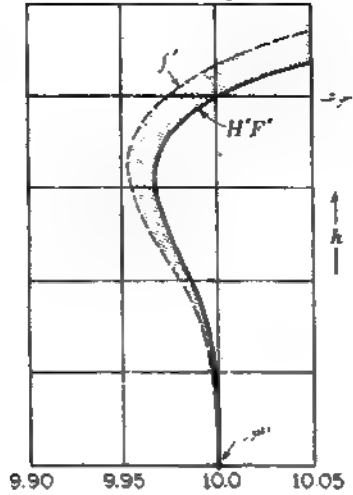
$$q = -\frac{G}{W}p$$

(٩ - ١٤)

فإذا كان عاملاً الشكل والموضع لعدسة واحدة يحققان هذه العلاقة فإن العدسة تكون خالية من الطفاوة . كذلك فإن الشاطئ المصمم لتصحيح الزويغ الكروي يمكن أن يكون في نفس الوقت مصححاً بالنسبة للطفاوة ، ويمثل الشكل ٩ - ١٣ رسماً بيانياً للزويغ الكروي والطفاوة المتبقين في حالة شبيبة تلسكوب .

## ٩ - ٨ النقطتان الأبلانيتان لسطح كروي

يقال إن النظام البصري أبلانتي ، أو لازيفي ، إذا كان خالياً من كل من الزويغ الكروي والطفاوة في نفس الوقت . ويمكننا أيضاً أن نجد عدسة أبلانتي ، أو لازيفية ،



شكل ٩ - ١٣ : منحنيان يوضحان الموضع المتغير للنقطة البؤرية  $F'$  (الزيج الكروي الطولي) والبعد البؤري المتغير  $f'$  لتأني ملصق  $(coma = H'F' - f')$ .

لأى زوج محدد من النقط المترافقة بالرغم من أن ذلك يحتاج عموماً إلى أن تكون العدسة لا كروية . وباستثناء حالات خاصة قليلة فإن أى مجموعة من العدسات ذات الأسطح الكروية لا يمكن أن تكون خالية تماماً من كلا هذين الزيغين .

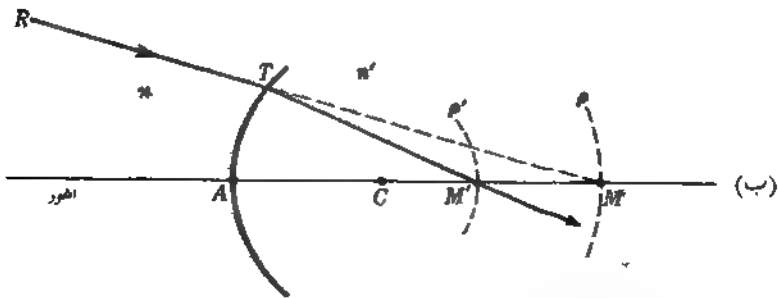
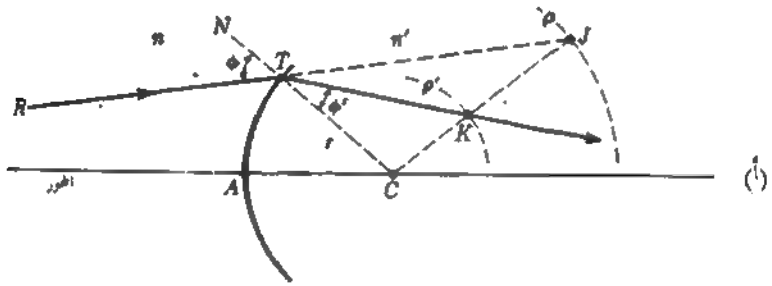
تعتبر حالة السطح الكروي الكاسر الواحد إحدى الحالات الخاصة ذات الأهمية الكبيرة في مجال الميكروسكوبية . لتوضيح وجود نقطتين أبلانيتين للسطح الواحد سنقوم أولاً بوصف رسم تخطيطي مفيد كان هايجنز أول صممه . في الشكل ٩ - ١٤ (أ) يمثل الشعاع RT أى شعاع في الوسط الأول ، ومعامل إنكساره  $n$  ، يسقط على السطح في النقطة T ويصنع زاوية قدرها  $\phi$  مع العمود NC . لإكمال الرسم التخطيطي تؤخذ النقطة C كمركز ويُرسم منها قوسان دائريان متقاطعان نصفاً قطريهما :

$$\rho' = r \frac{n}{n'} \quad \text{و} \quad \rho = r \frac{n'}{n} \quad (٩ - ١٥)$$

كما هو موضح . بعد ذلك يمد RT على إستقامته إلى أن يتقاطع مع القوس الأكبر J ثم يرسم الخط JC الذي يقطع القوس الأصغر في K . عندئذ سوف يعطى الخط TK إتجاه الشعاع المنكسر طبقاً لقانون الإنكسار\* . علاوة على ذلك فإن أى شعاع متجه نحو J لا بد أن ينكسر ماراً بالنقطة K .

\* انظر برهان ذلك في J. P. C. Southall, "Mirrors, Prisms, and Lenses, 3d ed., p. 512, The Macmillan Company, New York, 1936

النقطتين الأبلانيتين لسطح واحد تقعان حيث تتقاطع دائرتا الإنشاء مع المحور [ أنظر الشكل ٩ - ١٤ (ب) ]. ومن ثم فإن جميع الأشعة المتجهة نحو  $M$  لابد أن تمر بعد الانكسار بالنقطة  $M'$  ، بالمثل فإن جميع الأشعة المنفرقة من  $M'$  سوف تظهر بعد الانكسار كما لو كانت آتية من النقطة  $M$  ، وتطبيق هذا المبدأ على الميكروسكوب موضح في الشكل ٩ - ١٥ . لاستعمال هذه العينية توضع قطرة من زيت معامل إنكسار يساوى معامل إنكسار العدسة نصف الكروية على شريحة الميكروسكوب ثم تخفض العدسة إلى أن تتلامس مع الزيت كما هو موضح . فإذا كانت  $M$  نقطة على الجسم فإن جميع الأشعة المنبعثة منها سوف تخرج من السطح نصف الكروي بعد الانكسار كما لو كانت آتية من  $M'$  ، وهذا يعطى تكبيراً جانبياً قدره  $M_1/M$  . وإذا أضيفت عدسة ثانية بحيث كان مركز سطحها المقعر منطبقاً على  $M'$  ( وبذلك يكون هذا السطح عمودياً على جميع الأشعة ) ، فإن الانكسار على السطح العلوى ونصف قطره  $CM \times n'$  ، سوف يعطى تكبيراً إضافياً بدون إدخال أى زيغ كروى . ومع ذلك فإن هذه الخاصية للسطح العلوى تنطبق إنطباقاً تاماً على الأشعة المنبعثة من النقطة  $M$  فقط ولكنها لا تنطبق على



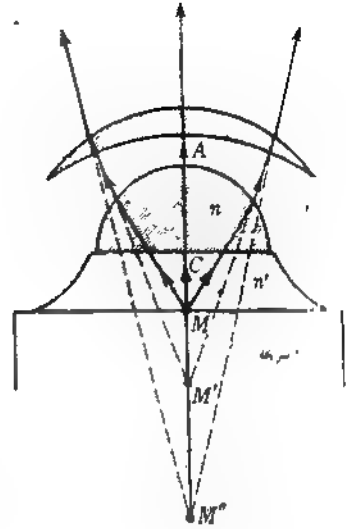
شكل ٩ - ١٤ : (أ) رسم تخطيطي للانكسار على سطح كروى واحد ،  $\mu = n/n'$  ، و  $\mu = n/n'$  ، (ب) موضع النقطتين الأبلانيتين لسطح كروى واحد .

النقط المحاورة لها . من ناحية أخرى هناك حد لهذه العملية بسبب الزيغ اللوني ( أنظر القسم ٩ - ١٣ ) .

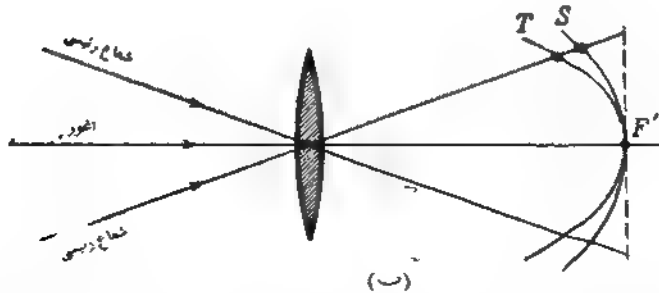
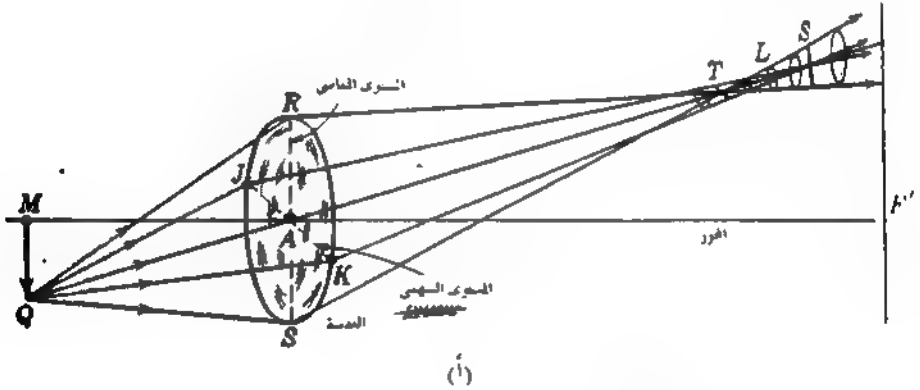
## ٩ - ٩ اللاإستجمية ( اللانقضية )

إذا كان مجموعاً سيدل الأول والثاني يساويان الصفر فإن جميع الأشعة المنبعثة من النقط الواقعة على محور عدسة أو قريباً جداً منه تكون صوراً نقطية ولن يكون هناك زيغ كروي أو طفافوة . ومع ذلك فإذا كان الجسم النقطي يبعد مسافة ما عن المحور فإن الصورة النقطية يمكن أن تتكون فقط عندما يكون المجموع الثالث  $S_3$  صفراً . وعندما تفشل العدسة في تحقيق هذا الشرط الثالث يقال إنها مصابة باللاإستجمية ، أو اللانقضية ، ويقال إن تلطخ الصور الناتج من ذلك تلطخ لا إستجمي . هذا وقد سبق أن ناقشنا في القسم ٩ - ٦ تكون الصور الحقيقية اللاإستجمية بواسطة مرآة كروية مقعرة ، ولكي نفهم كيفية تكوين العدسات للصور اللاإستجمية يمكننا الرجوع إلى الرسم المنظوري الموضح في الشكل ٩ - ١٦ (أ) . إذا ركزنا اهتمامنا على الأشعة المنبعثة من الجسم النقطي Q سنجد أن جميع الأشعة المحتواة في المستوى الرأسى أو المماسى تتقاطع في T ، أما الأشعة المحتواة في المستوى الأفقى أو السهمى فإنها تتقاطع في S ؛ ويلاحظ من الشكل أن المستويين المماسى والسهمى يقطعان العدسة في JK, RS على الترتيب . وقد أختيرت الأشعة الواقعة في هذين المستويين لأنها تحدد موضع الخطين البؤريين S, T المكونين بواسطة الأشعة المارة خلال العدسة . هذان الخطان عموديان كل منهما على المستوى المماسى أو السهمى المناظر . وعند النقطة L تكون الصورة على هيئة قرص تقريباً . وهذه هي دائرة القمة الصغرى في هذه الحالة .

بتعيين مواضع الصورتين S و T لدى واسع من زوايا ميل الأجسام النقطية البعيدة سنجد أن محليهما الهندسيين مكونان سطحى جسمين مكافئين دوارنين يوضح الشكل ٩ - ١٦ جزئيين منهما . وتعطى كمية اللاإستجمية ، أو الفرق اللاإستجمي ، لأى حزمة من الأشعة بالمسافة بين هذين السطحين مقاسة على إستقامة الشعاع الرئيسى . ويكون الفرق اللاإستجمي صفراً على المحور حيث يتلامس السطحان ، أما بعيداً عن المحور فإنه يزداد متناسباً مع مربع إرتفاع الصورة تقريباً . ويقال أن اللاإستجمية موجبة عندما يقع السطح T يسار السطح S كما هو موضح في الشكل . ويجب أن يلاحظ بالنسبة إلى المرآة المقعرة ( شكل ٦ - ١٥ ) أن السطح السهمى هو مستوى مطبق على المستوى البؤرى المحوراني .



حل ٩ - ١٥ : السطحان الأيلانتيان لأول عنصرين في الشبكية ذات العمر الزهني ليكروسكوب .



شكل ٩ - ١٦ (أ) رسم منظوري يوضح الخططين البؤريين اللذين يكونان صورة جسم نقطي Q لا يقع على المحور . (ب) المحلل الهندسيان للصورتين المماسية والسهمية السطحان هما تقريب لجسمين مكافئين دورانيين .

إذا كان الجسم عبارة عن عجلة ذات برامق في مستوى عمودى على المحور ومركزها يقع عند النقطة M ( كما في الشكل ٩ - ١٧ ) فإن صورة الحافة تتكون على السطح T بينما تتكون صورة البرامق على السطح S. هذا هو السبب في استخدام المصطلحين مماسي وسهمي للمستويات والصورة . وتكون جميع الصور على السطح T عبارة عن خطوط موزية للحافة كما هو موضح في الجزء الأيسر من الشكل ٩ - ١٧ ، بينما تكون جميع الصور على السطح S عبارة عن خطوط موازية للبرامق كما هو موضح في الجزء الأيمن من الشكل .

يُعطى بعدا الصورتين اللابستجيميتين لسطح كاسر واحد بالمعادلتين التاليتين :

$$(٩ - ١٦) \quad \frac{n \cos^2 \phi}{s} + \frac{n' \cos^2 \phi'}{s'_T} = \frac{n' \cos \phi' - n \cos \phi}{r}$$

$$\frac{n}{s} + \frac{n'}{s'_S} = \frac{n' \cos \phi' - n \cos \phi}{r}$$

حيث  $\phi$  و  $\phi'$  زاويتا سقوط وانكسار الشعاع الرئيسى ،  $r$  نصف قطر الانحاء ،  $s$  بعدا الصورتين T و S علماً بأن الأخير يقاس على إستقامة الشعاع الرئيسى . أما في حالة المرآة الكروية فإن هاتين المعادلتين تتحولان إلى :

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'_S} = \frac{\cos \phi}{f} \quad \text{و} \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'_T} = \frac{1}{f \cos \phi}$$

كذلك أثبت كودنيجتون أن موضعى الصورتين المماسية و السهمية في حالة عدسة رقيقة في الهواء ذات مصد فتحة عند العدسة يعطيان بالمعادلتين :

$$(٩ - ١٧) \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'_T} = \frac{1}{\cos \phi} \left( \frac{n \cos \phi}{\cos \phi} - 1 \right) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'_S} = \cos \phi \left( \frac{n \cos \phi'}{\cos \phi} - 1 \right) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

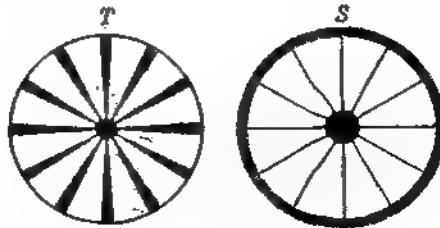
\* انظر اشتقاق هاتين الصيغتين في

١٠ هاتين المعادلتين  $\phi$  هي زاوية ميل الأشعة الرئيسية الساقطة ،  $\phi'$  هي زاوية هذا  
 ١١ ح في العدسة . إذن  $n = \sin \phi / \sin \phi'$  هذا ويبين تطبيق هاتين الصيغتين على العدسات  
 ١٢ . أن اللاإستجمية تتناسب تقريباً مع البعد البؤرى وتحسن تحسناً ضئيلاً جداً  
 . . . . . شكل .

بالرغم من أن الثنائي الملتصق المكون من عدسة موجبة وأخرى سالبة يعطى قدرأ  
 ١٣ . من اللاإستجمية ، فإن إدخال عنصر آخر مكون من مصدر أو عدسة يمكن أن  
 يؤدي إلى تقليله إلى درجة كبيرة . وكذلك يمكن تغيير انحناء سطحى الصورتين  
 اللاإستجميتين بدرجة كبيرة بالإختيار المناسب للمسافة بين عدسات أى نظام بصرى أو  
 ١٤ . وضع المصدر ، إن كان هناك مصدر ، فى الموضع المناسب ، ويوضح الشكل ٩ - ١٨  
 أربع مراحل هامة فى تسطيح السطحين اللاإستجميين نتيجة لهذه التغيرات . الرسم (أ)  
 ، مثل الشكل العادى للسطحين  $S$  و  $T$  فى حالة الثنائي الملتصق أو العدبية الواحدة . فى  
 الرسم (ب) أختيرت المسافة بين العدستين بحيث يقع السطحان سوياً فى  $P$  . بمزيد من  
 التعبير فى شكل العدستين والمسافة بينهما يمكن أن يصبح المنحنيان  $S$  و  $T$  أكثر إستقامة ،  
 ١٥ فى الرسم (ج) ، أو أن يزداد تباعد أحدهما عن الآخر إلى أن ينصف المستوى  
 العمودى المار بالنقطة البؤرية  $F'$  الزاوية بينهما ، كما فى الرسم (د) ، الترتيب الثانية فقط من  
 بين هذه الترتيبات للأربع هي الخالية من اللاإستجمية ، ويسمى السطح المكافئ الدورانى  
 ١٦ ، الذى تتكون عليه الصور النقطية ، سطح بتزفال .

## ٩ - ١٠ انحناء المجال

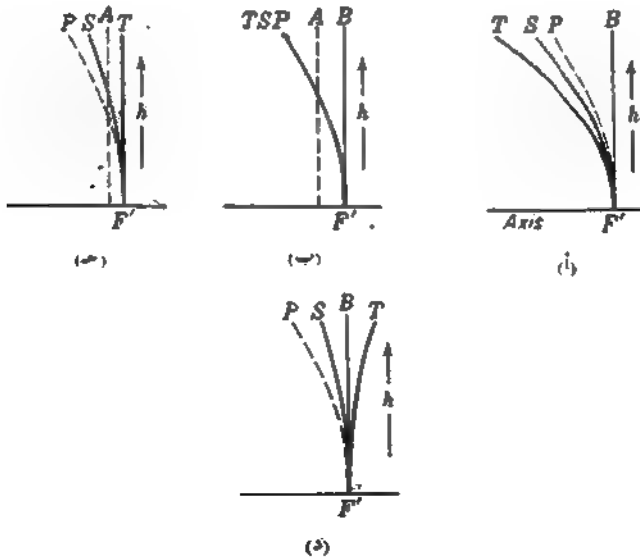
إذا كانت مجاميع سيدل الثلاثة الأولى لنظام بصرى ما تساوى صفراً فإن هذا النظام  
 سيكون صوراً نقطية للأجسام النقطية الواقعة على المحور وغير الواقعة عليه على السواء .



شكل ٩ - ١٧ : الصورتان اللاإستجميتان لمجلة ذات برامق .

تحت هذه الظروف تقع الصور على سطح بتزفال المنحني حيث ينطبق السطحان المماسي والسهمي كما في الشكل ٩ - ١٨ (ب) . وبالرغم من أن هذا النظام مصحح بالنسبة للإسجمية فإن السطح البؤري يكون منحنيًا . فإذا وضع ستار مستوى في الموضع B فإن مركز المجال يكون مركزاً تركيزاً بؤرياً حاداً ولكن الحواف تكون مطموسة إلى حد كبير . أما إذا كان الستار في الموضع A فإن مركز المجال وحروفه تكون مطموسة ، بينما يوجد التركيز البؤري الحاد في منتصف المسافة من الخارج .

من وجهة النظر الرياضية يوجد سطح بتزفال لكل نظام بصري ، وإذا ظلت قوى العدسات ومعاملات إنكسارها ثابتة فإن شكل سطح بتزفال لن يتغير بتغير عواهل شكل العدسات أو المسافات الفاصلة بينها . ومع ذلك فإن مثل هذه التغيرات سوف تسبب تغير شكل السطحين S و T ولكن ذلك يتم دائماً بحيث تكون النسبة بين المسافتين PS و PT هي 3:1 ، وسوف يلاحظ أنها تظل ثابتة في جميع مراحل الشكل ٩ - ١٨ . فإذا صُمم نظام بحيث يجعل السطح T مستويًا ، كما في الشكل ٩ - ١٨ (ج) فإن النسبة بين المسافتين وقدرها 3:1 تتطلب أن يكون السطح S منحنيًا ، ولكن ليس بشدة . ومن ثم فإذا وضع ستار في موضع وسط A فإن الصور ستكون مركزة بؤرياً



شكل ٩ - ١٨ أربعة رسوم تخطيطية توضح السطحين اللاإسجميين S و T وعلاقتهما بـ سطح بتزفال الثابت P عند تغير المسافة بين العدستين (أو بين العدسة والمصدر) .

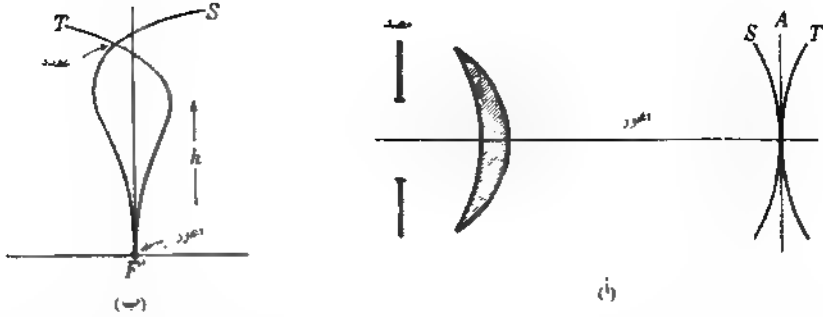
تدرجة معقولة في المجال بأكمله ، ويستخدم شرط التصحيح هذا عادة في أنواع معينة من العدسات الفوتوغرافية . وإذا أدخل مزيد من اللاإستجمية السالبة فإننا سصل إلى الشرط الموضح في الشكل ٩ - ١٨ (د) حيث يكون السطح T محدباً ويكون السطح S مقعراً بنفس المقدار . وفي هذه الحالة إذا وضع ستار في البؤرة المحورية فإننا سنجد طمساً كبيراً للصور عند حواف المجال .

يمكن تصحيح إنحناء المجال لعدسة منفردة باستخدام مصد . ونظراً لأن هذا المصد يعمل كعنصر ثاني في النظام فإنه يقوم بتحديد الأشعة الصادرة من كل جسم نقطي بحيث تمر مسارات الأشعة الرئيسية الصادرة من مختلف القط في أجزاء مختلفة من العدسة [ شكل ٩ - ١٩ (ا) ] . لهذا يستخدم بعض صانعي الكاميرات الصندوقية الرخيصة عدسة هلالية واحدة ومصد للحصول على صور جيدة إلى حد معقول ، وبوضع المصد أمام العدسة مع سقوط الضوء على السطح المقعر . وبالرغم من المجال الوسط مسطح وأن التركيز البؤري الحاد يوجد في المركز فإن اللاإستجمية تؤدي إلى تلوخ الصور عند الحروف .

نظراً للفروق في تصحيحي الرتبين الثالثة والخامسة يمكننا التحكم في مقدار اللاإستجمية في النظم المعقدة من العدسات وأن نجعل السطحين المماسي والسهمي يطبقان في منطقة خارجية للمجال وفي مركزه على السواء ، ويمثل الشكل ٩ - ١٩ (ب) المنحنيات التلقية لشعبة كاميرا تعرف بإسم العدسة مصححة اللاإستجمية . وقد أثبتت الخبرة العملية أنه يمكن الحصول على أفضل حالات التصحيح بأن نجعل نقطة العور ، المسماة بالعقدة ، على مسافة قصيرة نسبياً أمام المستوى البؤري .

## ٩ - ١١ التشوه

حتى لو صمم النظام البصري بحيث كانت مجاميع سيدل الأربعة الأولى تساوي صفراً فإنه قد لا يخلو من الزيغ الخامس المعروف بالتشوه . ولكي يكون هذا النظام خالياً من التشوه يجب أن يكون تكبيره الجانبي منتظماً على مدى المجال بأكمله . وتعتبر الكاميرا ذات الثقب مثالية في هذه الناحية إذا أنها لا تسبب أي تشوه ، فجميع الخطوط المستقيمة الموصلة بين كل زوج من النقاط المترافقة في مستويي الجسم والصورة تمر خلال الفتحة . وكما يمكننا أن نرى من الشكل ٩ - ٢٠ (أ) ، يستلزم شرط ثبوت التكبير في حالة الكاميرا ذات الثقب وأيضاً في حالة العدسة أن يكون :



شكل ٩ - ١٩ (أ) يمكن استخدام مصد موضوع في الموضع المناسب لتقليل أخطاء المجال . (ب) السطح الاسترجاعي لعنسة كاميرا مصححة اللاإستجابة .

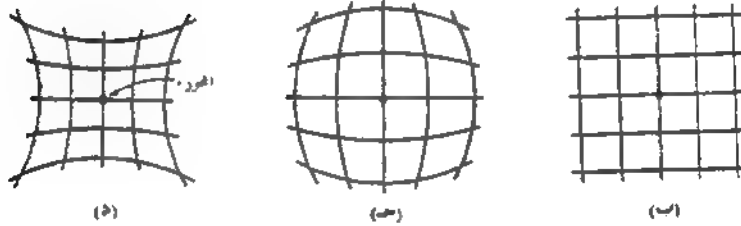
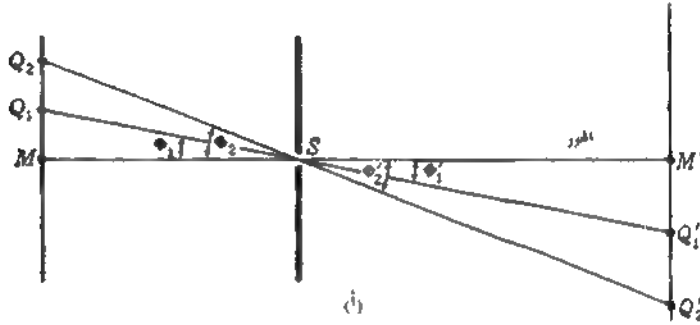
$$\frac{\tan \phi'}{\tan \phi} = \text{const}$$

الأشكال الشائعة من تشوه الصور المكونة بالعدسات موضحة في الجزء السفلى .  
 الشكل ٩ - ٢٠ الرسم التخطيطي (ب) يمثل صورة غير مشوهة لجسم مكون .  
 شبكة سلكية مستطيلة الشكل . أما الرسم التخطيطي الثاني فيوضح التشوه البرميل  
 الذى ينشأ عندما يقل التكبير في اتجاه حافة المجال . ويمثل الرسم التخطيطي الثالث تشوه  
 وسادة الدبابيس الذى ينشأ عندما يكون مقدار التكبير أكبر عند الجوانب .

العدسة الرقيقة المنفردة خالية عملياً من التشوه لجميع قيم بعد الجسم ، ومع ذلك  
 فإنها لا يمكن أن تخلو من أنواع الزيغ الأخرى في نفس الوقت . وإذا وضع مصدر أمام  
 عدسة رقيقة أو خلفها فإن ذلك لابد أن يدخل بعض التشوه ، أما إذا وضع المصدر أمام  
 العدسة فلن يؤدي ذلك إلى أى تشوه . وفي تصميم عدسات الكاميرات الحديثة كثيراً  
 ما تصحح اللاإستجابة والتشوه على السواء بإستعمال نظام متماثل تقريباً يتكون من  
 عدستين بينهما مصدر .

لتوضيح المبادئ المتضمنة في ذلك اعتبر عدسة ذات مصدر أمامى كالمبينة في الشكل  
 ٩ - ٢١ (أ) الأشعة المنبعثة من أى نقطة على الجسم تقع على المحور أو بالقرب منه  
 كالنقطة M مثلاً ، تمر خلال الجزء المركزى للعدسة ، أما الأشعة المنبعثة من نقط الجسم  
 البعيدة عن المحور ، كالنقطة Q على سبيل المثال ، فإنها تنكسر في النصف العلوي فقط  
 في الحافة الثانية يؤدي المصدر إلى نقص نسبة بعد الجسم إلى بعد الصورة المقاسين بـ

طول الشعاع الرئيسي ، وبذلك يصبح التكبير الحائى أقل منه بالنسبة لنقط الجسم لقرية من المحور ، ومن ثم فإن هذا النظام يعانى من التشوه البرمبى . وعندما تتباد العدسة ومصدر موضعيهما كما فى الشكل ٩ - ٢١ (ب) فإن نسبة بعد الصورة إلى بعد الجسم تزداد بزيادة بعد نقطة الجسم عن المحور ، والنتيجة هى زيادة التكبير وظهور تشوه وسادة الدبابيس .



شكل ٩ - ٢٠ . (أ) الكاميرا ذات الفب لا نسب أى تشوه . صور جسم على هيئة شبكة مسطبة الشكل من السلك . (ب) صورة بدون تشوه ، (ج) صورة ذات تشوه برمبى ، (د) صورة تعانى من تشوه وسادة الدبابيس .

بتكوين مجموعة من عدستين متماثلتين ومصدر فى منتصف المسافة بينهما كما فى الشكل ٩ - ٢١ (ج) نحصل على نظام خال من التشوه فى حالة تكبير الوحدة وذلك بسبب تماثله . ومع ذلك ففى حالات التكبير الأخرى يجب تصحيح الزيغ الكروى للعدستين بالنسبة إلى خدقتى الدحول والخروج . هاتان الخدقتان  $S'$  و  $S''$  منطقتان مع المستويين الرئيسيين للمجموعة . ويسمى مثل هذا النظام المصحح بالثنائى الأورثوسكونى أو العدسة السريعة مستقيمة الصور . ونظراً لأنه لا يمكن تصحيح الزيغ الكروى فى هذه المجموعة بالنسبة لمستوى الجسم والصورة ولخدقتى الدحول والخروج فى نفس الوقت

وان العدسة تعانى من هذا الزيغ وأيضاً من اللاإستجمية ، وسوف يناقش هذا النوع ، العدسات الفوتوغرافية فى القسم ١٠ - ٥

كتلخيص مختصر جداً للطرق المختلفة لتصحيح أنواع الزيغ المختلفة نقول أن الزيادة الكروية والعلفاوة يمكن تصحيحهما بإستخدام ثنائى ملصق ذى شكل مناسب ، تصحيح اللاإستجمية وإنحناء المجال فيتطلب إستخدام عدد من المركبات المنفصدة ، وأخيراً يمكن تقليل التشوه إلى الحد الأدنى بوضع مصد المناسب .

## ٩ - ١٢ نظرية جيب الزاوية وشروط اى الجيبية

فى الفصل الثالث وجدنا أن التكبير الجانبى ( العرضى ) الناتج من سطح كروي ، واحد يعطى بالعلاقة :

$$m = \frac{s'}{s} = - \frac{s' - r}{s + r}$$

هذه المعادلة تنتج مباشرة من تشابه المثلثين  $MQC$  و  $M'Q'C$  فى الشكل ٣ - ١ . من المعادلة ( ٨ - ١ ) يمكننا أن نحصل على العلاقة المضبوطة التالية :

$$s + r = r \frac{\sin \phi}{\sin \theta}$$

ومن المعادلة ( ٨ - ٤ ) نجد أن :

$$s' - r = -r \frac{\sin \phi'}{\sin \theta'}$$

فإذا عوضنا من هاتين المعاليتين فى المعادلة الأولى نحصل على :

$$\frac{y'}{y} = \frac{\sin \phi' \sin \theta}{\sin \theta' \sin \phi}$$

طبقاً لقانون سنيل :

$$\frac{\sin \phi'}{\sin \phi} = \frac{n}{n'}$$



وهذا يعطينا بعد التعويض :

$$\frac{y'}{y} = \frac{n \sin \theta}{n' \sin \theta'}$$

أو  $ny \sin \theta = n'y' \sin \theta'$  نظرية جيب الزاوية

هنا ١ و ١' هما الارتفاع الجسم والصورة هما  $n$  و  $n'$  معاملان انكسار فراغى الجسم والصور. هما  $\theta$  و  $\theta'$  زاويتا ميل الشعاع في هذين الفراغين على الترتيب ( أنظر الشكل ٩ - ٢٢ ) . هذه النظرية العامة جداً تنطبق على جميع الأشعة بصرف النظر عن كبر الزاويتين  $\theta : \theta'$  .

في حالة الأشعة المحورية تكون الزاويتان  $\theta$  و  $\theta'$  صغيرتين ولذلك :  
إبدال  $\sin \theta$  و  $\sin \theta'$  بالزاويتين  $\theta_m$  و  $\theta'_m$  على الترتيب ، وعندئذ نحصل على :

$$ny\theta_m = n'y'\theta'_m \quad \text{نظرية لإجرائ}$$

وهذه العلاقة تُعرف بإسم نظرية لإجرائ . في كلتا هاتين النظريتين تعود الكميات الموجودة في الطرف الأيسر على فراغ الجسم ، بينما تعود الكميات الموجودة على الطرف الأيمن على فراغ الصورة .

يوضح الشكل ٩ - ٢٢ زوجاً من الأشعة السهمية  $QR$  و  $QS$  ينبعثان من الجسم  $Q$  ويمران في منطقة واحدة لسطح كروي واحد . هذان الشعاعان يتجمعان الإنكسار في نقطة واحدة  $Q'$  على المحور المساعد . من جهة أخرى يتجمع زوج الأشعة المماسية  $QT : QU$  الماران خلال نفس المنطقة من العدسة في النقطة  $Q'$  بينما تتحد الأشعة المحورية في النقطة  $Q'$  وبسبب الزيف الكروي العام واللاستجماتية في السطح الكروي الواحد لا تطبق المستويات البؤرية المحورية والسهمية والمماسية . وبهذا النمط الطفلاوى العادى الموضح في الجزء الأيمن من الشكل ٩ - ٢٢ في الزيف الكروي واللاستجماتية فقط .

حيث أن الطفلاوة مقصورة على الأزاحات الجانبية في الصورة التي فيها ١ و ١' صغيرين نسبياً ، يمكننا إهمال اللاستجماتية وتطبيق النظريتين السابقتين على السطح الواحد كالتالى : لاحظ أن  $\theta$  و  $\theta'$  لنقطة الجسم  $Q$  ، وهما زاويتا ميل لشعاعين  $QS$  و  $QS'$  بالنسبة للشعاع الرئيسى (cr) ، يساويان زاويتي ميل الشعاعين المسه من نقطة الجسم المحورية  $M$  والمارين خلال نفس المنطقة من السطح . يمكن إذن نظ .

نظرية جيب الراوية لإيجاد تكبير الصورة السهمية لأى منطقة ، وعندئذ نحصل على :

$$m_s = \frac{1}{\mu} = \frac{n \sin \theta}{n' \sin \theta'}$$

حيث  $\mu = Q_s M_s$  في الشكل ٩ - ٢٢ .

لإثبات أن نظرية جيب الزاوية ونظرية لا-رانج يمكن تعميمها على نظام بصرى كامل يحتوى على سطحي عدسة أو أكثر من سطحيين يجب أن نلاحظ أن حاصل الضرب في فراغ صورة سطح العدسة الأول هما  $n_1 \nu_1 \sin \theta_1$  و  $n_1 \nu_1 \theta_1$  على الترتيب حاصل الضرب هذان متاثلان بالنسبة لفراغ جسم السطح الثانى لأن  $n_1 \nu_1 = n_2 \nu_2$  و  $n_1 = n_2$  و  $\theta_1 = \theta_2$  ومن ثم فإن حواصل الضرب لا متغيرات لجميع الفراغات في النظام بما فيها فراغ الجسم الأصيل وفراغ الصورة النهائية . هذه خاصية في غاية الأهمية .

والآن لكي يكون النظام الكامل خاليا من الطفاوة والزئغ الكروى يجب أن يحقق ذلك النظام علاقة تعرف بالشرط الجيبي . هذا الشرط اكتشفه آى وهوبنس على أن التكبير لكل منطقة في النظام يجب أن يكون مساوياً للتكبير في حالة الأشعة المحورية « بإسلوب آخر ، إذا كان  $\nu_1 = \nu_2$  في فراغ الصورة النهائية وكان  $m_1 = m_2$  يمكننا توحيد المعادلتين السابقتين لنحصل على :

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \frac{\theta_p}{\theta_p'} = \text{const} \quad \text{الشرط الجيبي} \quad (٩ - ١٨)$$

وعلى هذا فإن أى نظام بصرى يكون خاليا من الطفاوة إذا كان  $(\sin \theta)/(\sin \theta')$  لجميع قيم  $\theta$  وفي غياب الزئغ الكروى . في تصميم العدسات يغير وعود الطفاوة برسم العلاقة البيانية بين النسبة  $(\sin \theta)/(\sin \theta')$  مقابل ارتفاع الشعاع الساقط بالنسبة للمحور . وحيث أن معظم العدسات تستعمل في حالة توازى الضوء الساقط أو الخارج ، من المعتاد ابدال المقدار  $\sin \theta$  بارتفاع الشعاع فوق المحور  $h$  وكتابة الشروط الجيبي في الصورة الخاصة التالية :

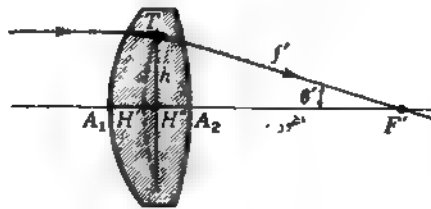
$$\frac{h}{\sin \theta'} = \text{const} \quad (٩ - ١٩)$$

يوضح الرسم التخطيطي للأشعة المبين في الشكل ٩ - ٢٣ أن الثابت في هذه المعادلة هو البعد البؤرى مقاساً على طول شعاع الصورة ، ونحن نرمز له هنا بالرمز  $f$  . إذن للتخلص من الطفاوة يجب أن يكون  $f$  واحداً لجميع قيم  $\theta$  . وحيث أن خلو النظام من الزئغ الكروى يتطلب أن تتقاطع جميع الأشعة مع المحور في النقطة  $F$  فإن خلوه من الطفاوة بالإضافة إلى خلوه من الزئغ الكروى يتطلب أن يكون « المستوى » الرئيسى

سطحاً كروياً ( وهو الممثل بالخط المنقط في الشكل ) نصف قطره  $f'$  . نرى من ذلك ، إذن أنه بينما يتعلق الزيغ الكروي بتقاطع الأشعة مع المحور في النقطة البؤرية ، فإن الطفاوة تتعلق بشكل المستوى الرئيسى . ويجب أن نلاحظ في هذا المقام أن النقطة الأبلاتيتين لسطح كروى واحد ( أنظر القسم ٩ - ٨ ) فريدتان في أنهما خاليتان تماماً من الزيغ الكروى والطفاوة وأنهما يحققان الشرط الجيى بالضبط .

### ٩ - ١٣ الزيغ اللونى

عند مناقشة نظرية الرتبة الثالثة في الأقسام السابقة لم يؤخذ تغير معامل الإنكسار مع اللون في الاعتبار ، وفرض لأن  $n$  ثابت يعنى دراسة سلوك العدسة في حالة الضوء أحمر اللون فقط . ونظراً لأن معامل إنكسار جميع الأوساط الشفافة يتغير مع اللون ، فإن العدسة الواحدة لا تكون صورة واحدة فقط لجسم ما ، ولكنها تكون مجموعة من الصور ، واحدة لكل لون من الضوء الموجود في الحزمة . مثل هذه المجموعة من الصور الملونة لنقطة تقع على محور العدسة في مالا نهاية موضحة تخطيطياً في الشكل ٩ - ١٤ (أ) . ويكون التأثير المنشورى للعدسة ، الذى يزداد في اتجاه حافتها ، بحيث يسبب تدفق للضوء وبحيث يتجمع الضوء البنفسجى في بؤرة أقرب إلى العدسة من الألوان الأخرى نتيجة لتغير البعد البؤرى للعدسة مع اللون لا بد أن يتغير التكبير الجانبي مع اللون كذلك . ويمكننا أن نرى ذلك من الشكل ٩ - ٢٤ (ج) الذى يوضح إرتفاع الصورتين البنفسجية والحمراء فقط لنقطة على الجسم  $Q$  تقع بعيداً عن المحور . وتسم المسافة الأفقية بين الصورتين المحوريتين بالزيغ اللونى المحورى أو الطولى ، بينما يسم الفرق الرأسى في الإرتفاع بالزيغ اللونى الجانبي . ونظراً لأن هذه الزيوغ تكون عادة



شكل ٩ - ٢٣ : لكى تصبح العدسة خالية من التشويه الكرى والزيغ يجب أن يكون السطح الأساسى كروياً وله نصف قطره  $f'$  .

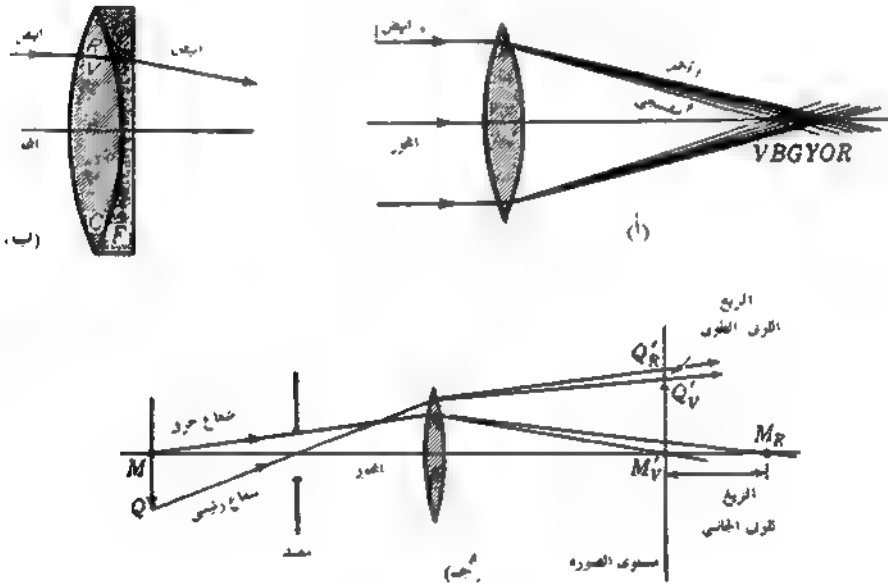
مقارنة في المقدار مع زيوج سيبل فإن تصحيح الزيغ اللوني الجانبي والطوي له أهمية كبيرة . وكتوضيح للمقادير النسبية يمكننا أن نلاحظ أن مقدار الزيغ اللوني الطوي لعدسة متساوية التحدب من زجاج النظارات التاجي بعدها البؤري  $f = 100$  mm وقطره  $\phi = 42.50$  mm

في حين أن هناك طرق عامة عديدة لتصحيح الزيغ اللوني ، فإن الطريقة المبنية على استخدام عدستين رقيقتين متلامستين إحداهما من الزجاج التاجي والأخرى من الزجاج الطرائي هي أشهر الطرق ، ولذلك سنعالجها أولاً . الشكل المتباد لمثل هذا الثنائي اللالوني مبين في الشكل ٩ - ٢٤ (ب) . وفي هذا الثنائي لابد أن تكون العدسة المصنوعة من الزجاج التاجي ذات قوة موجبة أكبر ، وإذا تكون العدسة المصنوعة من الزجاج الطرائي ذات قوة سالبة أصغر ، وأن يكون التشتت متساوياً في العدستين . ومن ثم فإن القوة الكلية تكون موجبة ، أما التشتت الكلي فيساوي صفراً ، وبذلك تتجمع الألوان كلها في نفس البؤرة تقريباً . وفي الحقيقة فإن إمكانية تكوين مثل هذه المجموعة اللالونية تبني على أساس أن التشتت الناتج من أنواع الزجاج المختلفة لا يتناسب مع الانحراف الذي تسببه تلك الأنواع . بعبارة أخرى نقول أن قدرة التشتت المختلفة للمواد المختلفة

جدول ٩ - ٥ : معاملات أنكسار الأوساط البصرية المنظمة لأربع ألوان .

الوسيط	نوع الزجاج	ICT	T	n <sub>C</sub>	n <sub>D</sub>	n <sub>F</sub>	n <sub>G</sub>
زجاج التاجي - زجاجي	BSC	500 664	66.4	1.49776	1.50000	1.50529	1.50937
زجاج التاجي - زجاجي	BSC-2	517 645	64.5	1.51462	1.51700	1.52264	1.52708
زجاج سفلي - زجاجي	SPC-1	523 587	58.7	1.52042	1.52300	1.52933	1.53435
زجاج التاجي - زجاجي	1 BC-1	541 599	59.9	1.53828	1.54100	1.54735	1.55249
زجاج التاجي - زجاجي	TF	530 516	51.6	1.52762	1.53050	1.53790	1.54379
زجاج التاجي - زجاجي	DBF	670 475	47.5	1.66650	1.67050	1.68059	1.68882
زجاج التاجي - زجاجي	LF	576 412	41.2	1.57208	1.57600	1.58606	1.59441
زجاج التاجي - زجاجي	DF-2	617 366	36.6	1.61216	1.61700	1.62901	1.63923
زجاج التاجي - زجاجي	DF-4	649 338	33.8	1.64357	1.64900	1.66270	1.67456
زجاج التاجي - زجاجي	EDF-3	720 291	29.1	1.71303	1.72000	1.73780	1.75324
زجاج التاجي - زجاجي	SiO <sub>2</sub>		67.9		1.4585		
(٢) التاجي - زجاجي	SiO <sub>2</sub>		70.0		1.5443		
الزجاج	CaF <sub>2</sub>		95.4		1.4338		

يمثل الشكل ٩ - ٢٥ منحنيات التشتت النقطية التي توضح تغير  $n$  مع اللون بعد من أنواع زحاج البصريات الشائعة الإستعمال ، ويمثل الجدول ٩ - ٥ القيم المعامل الانكسار  $n$  لعدد من خطوط فراوهر . ويلاحظ من الشكل ٩ - ٢٥ أن د.د. منحنى الصوع المرئي لا يعد كثيراً عن الخط D الأصفر . لهذا السبب إختار مصممي البصريات معامل الانكسار " " كمعامل أساسي لرسم الأشعة وتوصيف الأبعاد البؤرية . بعدئذ يختار المصممون معاملين آخرين ، واحد مهما على كل من جانبي " " ، لأغراض التخلص من الزيغ اللوني . وكما هو واضح من الجدول ، المعاملان المستخدمان سابقاً لذلك هما " " للنهية الحمراء من الطيف ، "ن" للنهية الزرقاء .



شكل ٩ - ٢٤ . (أ) الزيغ اللوني لعدمية منفردة . (ب) شاق ملصقي مصحح الزيغ اللوني (ج) نوع " " الفرق بين الزيغ اللوني الطولي والزيغ اللوني الجانبي .

\* الصوع هو مقدار حي في الضوء تماماً كما أن الجهارة مقدار حي في الصوت ، ويعبر كل منهما في تارة طردى مع لوغاريتم الطاقة في مدى واسع المنحنى الموضح يثل لوغاريتم المنحنى الضيائي القياسي .

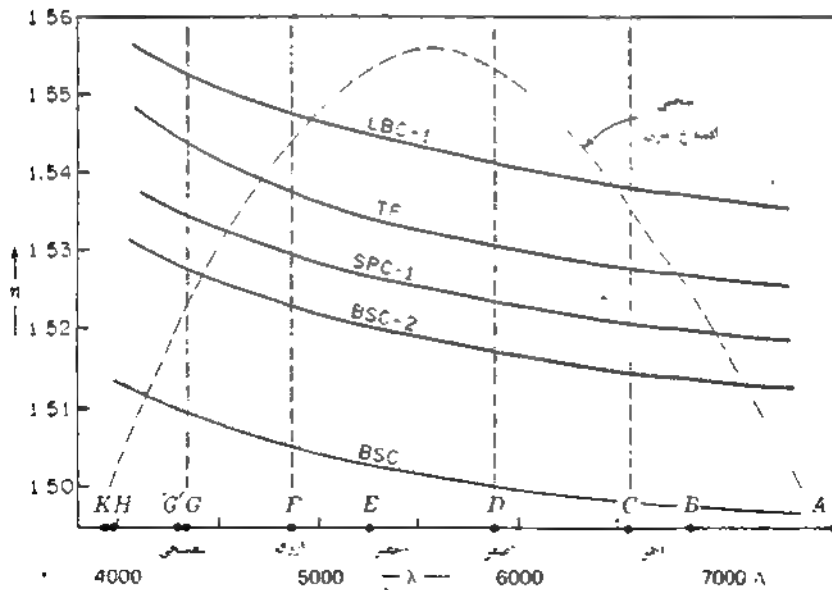
في حالة عدستين رقيقتين متلامستين يعطى البعد البؤري المحصل  $f_D$  أو القوة محصلة  $P_D$  للمجموعة بالنسبة للخط D بالمعادلتين ( ٤ - ٨ ) و ( ٤ - ٩ ) :

$$( ٢٠ - ٥ ) \quad P_D = P'_D + P''_D \quad ; \quad \frac{1}{f_D} = \frac{1}{f'_D} + \frac{1}{f''_D}$$

حيث يشير الرمز D إلى أن الكمية تعتمد على معامل إنكسار الخط D الأصغر ؛  
 $P_D$  :  $f_D$  هما البعد البؤري وقوة المركبة المصنوعة من الزجاج التاجي  $P'_D$  :  $f'_D$  هما البعد البؤري وقوة المركبة الطرائي . بدلالة معاملات الإنكسار وإصاف الأقطار تتحول معادلة القوة المحصلة إلى الصورة :

$$( ٢١ - ٩ ) \quad P_D = (n'_D - 1) \left( \frac{1}{r'_1} - \frac{1}{r'_2} \right) + (n''_D - 1) \left( \frac{1}{r''_1} - \frac{1}{r''_2} \right)$$

إذا فرضنا للتبسيط أن :



شكل ٩ - ٢٥ : الرسوم البيانية لمعاملات أنكسار بعض أنواع زجاج البصريات . هذه المنحنيات تسمى منحنيات التشتت

$$(٢١ - ٩) \quad K'' = \left( \frac{1}{r_1''} - \frac{1}{r_2''} \right) \quad ; \quad K = \left( \frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2'} \right)$$

يمكننا إذن كتابة المعادلة ( ٢١ - ٩ ) في صورة أبسط كالآتي :

$$(٢٢ - ٩) \quad P_D = (n_D'' - 1)K' + (n_D'' - 1)K''$$

بالمثل ، بالنسبة لأية ألوان أو أطوال موجية أخرى كالخطين الطيفيين F و C يمكننا أن نكتب :

$$(٢٢ - ٩) \quad \begin{aligned} P_F &= (n_F' - 1)K' + (n_F'' - 1)K'' \\ P_C &= (n_C' - 1)K' + (n_C'' - 1)K'' \end{aligned}$$

لكي تصبح المجموعة لالونية يجب أن نجعل البعدين البؤريين المحصلين للونين F و C ، متساويين . إذن ، بوضع  $P_F = P_C$  نجد أن :

$$(n_F' - 1)K' + (n_F'' - 1)K'' = (n_C' - 1)K' + (n_C'' - 1)K''$$

وبالضرب والحذف نحصل على :

$$(٢٤ - ٩) \quad \frac{K'}{K''} = - \frac{n_F'' - n_C''}{n_F' - n_C'}$$

حيث ان قيمتي البسط والمقام في الطرف الأيمن موجبتان ، فإن الإشارة السالبة توضح أن واحدا من المقدارين  $K'$  أو  $K''$  يجب أن يكون سالبا وأن يكون الآخر موجبا . هذا يعني أن إحدى العدستين يجب أن تكون سالبة .

والآن ، بالنسبة للخط D من الطيف تعطى قوتا العدستين الرقيقتين كل على حدة بالعلاقين :

$$(٢٣ - ٩) \quad P_D'' = (n_D'' - 1)K'' \quad ; \quad P_D' = (n_D' - 1)K'$$

نقسم إحدى المعادلتين السابقتين على الأخرى نجد أن :

$$(٢٣ - ٩) \quad \frac{K'}{K''} = \frac{(n_D'' - 1)P_D''}{(n_D' - 1)P_D'}$$

وبمساواة المعادلتين ( ٢٢ - ٩ ) و ( ٢٣ - ٩ ) ونحل بالنسبة إلى نجد أن

$$(٢٣ - ٩) \quad \frac{P_D''}{P_D'} = - \frac{(n_D'' - 1)(n_F' - n_C')}{(n_D' - 1)(n_F'' - n_C'')} = - \frac{v''}{v'}$$

حيث  $v''$  و  $v'$  ثابتا تشتيت نوعي الزجاج .

هذان الثابتان ، ويمكن الحصول على قيمتهما من المنتج عند شراء الزجاج ، هما :

$$( ٢٤ - ٩ ) \quad v'' = \frac{n_D'' - 1}{n_F'' - n_C''} \quad \text{و} \quad v' = \frac{n_D' - 1}{n_F' - n_C'}$$

وقيم ، لبعض الأنواع الشائعة من الزجاج معطاة في الجدول ٩ - ٥ . وحيث أن قدرات التشتيت جميعها موجبة فإن الإشارة السالبة في المعادلة ( ٩ - ٢٣ ) توضح أن قوى العدستين يجب أن تكونا مختلفتي الإشارة . هذا يعنى أنه إذا كانت إحدى العدستين مجمعة فإن الأخرى يجب أن تكون مفرقة ومن المعادلة ( ٩ - ٢٣ ) نرى أن :

$$( ٢٤ - ٩ ) \quad v'f' + v''f'' = 0 \quad \text{أو} \quad \frac{P_D'}{v'} + \frac{P_D''}{v''} = 0$$

بالتعويض عن قيمة  $P_D'$  أو  $P_D''$  من المعادلة ( ٩ - ٢٠ ) في المعادلة ( ٩ - ٢٤ ) نحصل على

$$( ٢٤ - ٩ ) \quad P_D'' = -P_D' \frac{v''}{v' - v''} \quad \text{و} \quad P_D' = P_D'' \frac{v'}{v' - v''}$$

لإستخدام الصيغ السابقة لحساب أنصاف أقطار العدسة اللالونية المطلوب تصميمها يجب إتباع الخطوات التالية :

- ١ - يحدد البعد البؤرى  $f_D$  والقوة  $P_D$  .
- ٢ - يختار نوعا الزجاج التاجي والظرائى المراد إستخدامهما .
- ٣ - إذا لم يكن هذان النوعان معلومين مقدماً ، يُحسب ثابتا التشتيت  $v'$  و  $v''$  من المعادلة ( ٩ - ٢٤ ) .

- ٤ - تُحسب القوتان  $P_D'$  و  $P_D''$  من المعادلة ( ٩ - ٢٤ ) .
  - ٥ - تُعين قيمتا  $K'$  و  $K''$  بإستخدام المعادلة ( ٩ - ٢٣ ) .
  - ٦ - عندئذ تحسب أنصاف الأقطار من المعادلة ( ٩ - ٢١ ) .
- هذا وبفضل أن تجرى الخطوة الحسابية ٦ مع أخذ أنواع الزجاج الأخرى في الاعتبار كما يحدث عادة .

مثال . يراد عمل عدسة لالونية بعدها البؤرى 10.0 cm على هيئة ثنائى ملصق بإستخدام زجاج تاجى وزجاج ظرائى معاملات إنكسارها كالتالى :

نوع الزجاج	$n_C$	$n_D$	$n_F$	$n_G$
تاجى	1.50868	1.51100	1.51673	1.52121
ظرائى	1.61611	1.62100	1.63327	1.64369

أوجد بصفي قطري إحياء كل من العدستين إذا أريد أن تكون العدسة المصنوعة من الزجاج الناحي متساوية التحدب وأن تكون المجموعة مصححة للخطي  $F.C$  .

الحل البعد البؤري 10.0 cm يكافئ قوة قدرها +10D . من المعادلة ( ٩ - ٢٤ ) ، نجد أن ثابتي التشيت  $v'$  :  $v''$  هما :

$$v' = \frac{1.62100 - 1.00000}{1.63327 - 1.61611} = 36.1888 \quad v'' = \frac{1.51100 - 1.00000}{1.51673 - 1.50868} = 63.4783$$

بتطبيق المعادلة ( ٩ - ٢٤ ) نجد أن قوتي العدستين يجب أن تكون :

$$P_D = 10 \frac{63.4783}{63.4783 - 36.1888} = +23.2611 \text{ D}$$

$$P_D' = -10 \frac{36.1888}{63.4783 - 36.1888} = -13.2611 \text{ D}$$

وحقيقة أن مجموع هاتين القوتين هو  $P_D = -10.0000$  تعتبر بمثابة إختيار لصحة الحساب في هذه المرحلة . بعد أن علمنا قوة كل من العدستين ، أصبحت لدينا الآن الحرية ، إختيار أى زوج من أنصاف الأفطار يمكنه أن يعطينا هذه القوة . وإذا أمكنا أن نحصل على سطحين أو أكثر متساويين في نصف القطر فإن عدد الأدوات اللازمة للتجلىح والاصحاف سوف يختصر كثيراً . لهذا السبب يصنع العصر الموجب متساوي التحدب كما هو الحال هنا بوضع  $r_1 = -r_2$  يمكننا تطبيق المعادلة ( ٩ - ٢١ ) ثم المعادلة ( ٩ - ٢٣ ) لحساب  $r_1$  على :

$$\lambda = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} = \frac{2}{r_1} = \frac{P_D}{n_D - 1} = \frac{23.2611}{0.51100} = 45.5207$$

$$r_1 = 0.0439361 \text{ m} = 4.39361 \text{ cm}$$

حيث أن العدسة يجب أن تكون ملصقة ، إذن يجب أن يوافق أحد سطحي العدسة السالبة سطحاً من سطحي العدسة الموجبة ، هذا يعنى أن نصف قطر أحد سطحي العدسة السالبة يجب أن يساوى نصف قطر كل من سطحي العدسة الموجبة المتحدبة . التالية إذن هي حساب نصف قطر السطح الثاني للعدسة السالبة الذى يعطى البعد المناسبة وقدرها -13.2611 D . ومن ثم يجب أن يصنع  $r_2 = -r_1$  ثم نطبق المعادلات ( ٩ - ٢١ ) و ( ٩ - ٢٣ ) كما سبق لنجد أن :

$$K'' = \frac{1}{r_1''} - \frac{1}{r_2''} = -\frac{1}{0.0439361} - \frac{1}{r_2''} = \frac{P_D''}{n_D - 1} = \frac{-13.2611}{0.62100} = -21.3544$$

هذا يعطى :

$$\frac{1}{r_2''} = 21.3544 - \frac{1}{0.0439361} = 21.3544 - 22.7603$$

$$\frac{1}{r_2''} = -1.4059 \quad r_2'' = -0.71129 \text{ m} = -71.13 \text{ cm} \quad ;$$

إذن ، أنصاف الأقطار المطلوبة هي :

$$r_1' = 4.39 \text{ cm} \quad r_1'' = -4.39 \text{ cm}$$

$$r_2' = -4.39 \text{ cm} \quad r_2'' = -71.13 \text{ cm}$$

وسوف يلاحظ أنه إذا كان العنصر المصنوع من الزجاج التاجي في هذه العدسة المصححة الزيغ اللوني مواجهها للضوء المتوازي الساقط فإن السطحين المعرضين يحققان تقريبا شرط الحد الأدنى من الزيغ الكروى والطفاء . هذا يوضح أهمية إختيار أنواع زجاج ذات قدرات تشبعت مناسبة .

لنرى كيف أصبحت هذه العدسة مصححة الزيغ اللوني ، سنحسب الآن أبعادها البؤرية لثلاث ألوان تناظر الخطوط  $G, F, C$  . من المعادلة ( ٩ - ٢٢ ) نجد أن :

$$\begin{aligned} P_C &= (n_C' - 1)K' + (n_C'' - 1)K'' \\ &= 0.50868 \times 45.5207 + 0.61611(-21.3544) \\ &= 23.1555 - 13.1567 \\ f_C &= 10.0012 \text{ cm} \end{aligned}$$

بالمثل ، بالنسبة للونين المناظرين للخطين  $F$  و  $G$  نحصل على :

$$\begin{array}{ll} f_F = 10.0012 \text{ cm} & \text{أو} \quad P_F = +9.9988 \text{ D} \\ f_{G'} = 10.0196 \text{ cm} & \text{أو} \quad P_{G'} = +9.9804 \text{ D} \end{array}$$

الفروق بين  $f_D, f_D, f_D$  صغيرة جداً ويمكن إهمالها ، ولكن  $f_D$  أكبر من الآخرين بمقدار  $\frac{1}{2} \text{ mm}$  هذا الفرق في حالة الضوء الواقع خارج منطقة الخطى  $F_D, C$  يؤدي إلى تكوين منطقة دائرية صغيرة من اللون حول كل نقطة على الصورة وهو ما يسمى **بالطيف الثانوي**

بالرغم من أن العدسة في مثالنا هذا تبدو كما لو كانت مصححة الزيج اللون الطولي ، فإنها مصححة في الواقع بالنسبة للزيج اللوني الجانبي . وذلك لأن الأبعاد البؤرية المتساوية للألوان المختلفة سوف تعطي تكبيراً متساوياً ، ولكن الصور الملونة المختلفة الواقعة على طول المحور سوف تنطبق سوياً فقط إذا انطبقت القطر الرئيسية أيضاً ومن وجهة النظر العملية نقول إن النقاط الرئيسية لعدسة رقيقة تكون قريبة جداً من بعضها البعض بحيث يمكننا أن نفترض أن الترتيب السابقة قد صححت كلا نوعي الزيج اللوني في نفس الوقت . أما في العدسة السمكية فإن الزيج اللوني الطولي يختفى إذا ما انطبقت الألوان التي صححت لعدسة بالنسبة إليها سوياً في نفس نقطة الصورة المحورية كما هو موضح في الشكل ٩ - ٢٦ (أ) . وحيث أن القطبتين الرئيسيتين  $H_1, H_2$  للونين الأزرق والأحمر ليستا منطقتين ، فإن البعدين لبؤريين ليسا متساويين ولذلك يختلف التكبير للألوان المختلفة . نتيجة لذلك سيكون للصور المكونة بالألوان المختلفة حجوماً مختلفة هذا هو الزيج اللوني الجانبي أو اللون الجانبي السابق ذكره في بداية هذا القسم .

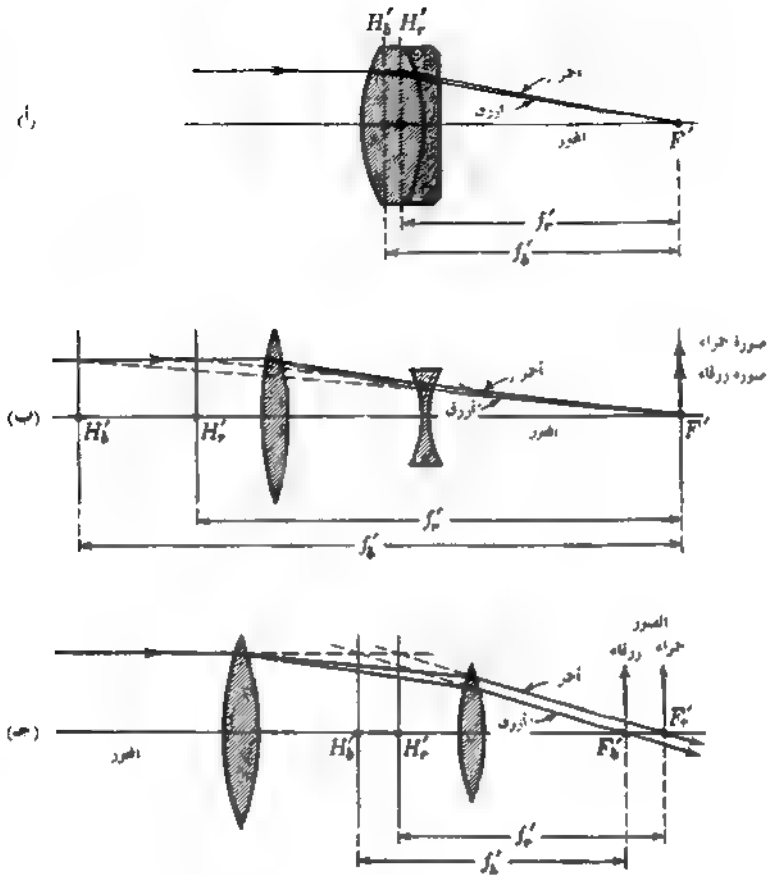
## ٩ - ١٤ الثاني المنفصل

الطريقة الأخرى للحصول على نظام لالوني هي استخدام عدستين رقيقتين مصنوعتين من نفس نوع الزجاج تفصلهما مسافة تساوي نصف مجموع بعديهما البؤريين . لكن نرى أن ذلك صحيح مبدئياً بتطبيق معادلة العدسات السمكية ، أي المعادلة ( ٥ - ٧ ) ، على عدستين رقيقتين تفصلهما مسافة قدرها  $d$  :

$$P = P_1 + P_2 - dP_1P_2 \quad \text{أو} \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1f_2} \quad ( ٩ - ٢٥ )$$

التي يمكن كتابتها ، كما فعلنا في المعادلة ( ٩ - ٢٢ ) ، على الصورة .

$$P = (n_1 - 1)K_1 + (n_2 - 1)K_2 - d(n_1 - 1)(n_2 - 1)K_1K_2$$



شكل ٩ - ٢٦ . ثنائي ملتصق مصحح الزيغ اللوني الطولي . (ب) ثنائي منفصل مصحح الزيغ اللوني الطولي . (ج) ثنائي منفصل مصحح الزيغ اللوني الجانبي .

الرمزان السفليان 1 و 2 يستخدمان هنا بدلا من الشرط لتمييز العدستين إحداهما من الأخرى ، أما  $K_1, K_2$  فيعطيان بالمعادلة ( ٩ - ٢١ ) . وحيث أن العدستين مصبوعتان من نفس الزجاج فإننا نصنع  $n_1 = n_2$  ، لذلك :

$$P = (n - 1)(K_1 + K_2) - d(n - 1)^2 K_1 K_2$$

فإذا أريد لهذه القوة ألا تعتمد على تغير  $n$  مع اللون ، فإن  $dp/dn$  يجب أن يساوى صفرا . هذا يعطى :

$$\frac{dP}{dn} = K_1 + K_2 - 2d(n-1)K_1K_2 = 0$$

بالضرب في  $n-1$  والتعويض عن كل  $K$  (  $n-1$  ) بالقيمة المناظرة  $P$  نجد أن :

$$P_1 + P_2 - 2dP_1P_2 = 0$$

$$( ٩ - ٢٦ ) \quad d = \frac{f_1 + f_2}{2} \quad \text{و} \quad d = \frac{P_1 + P_2}{2P_1P_2} \quad \text{أو}$$

هذا يثبت الفرض السابق ذكره بأن بأن العدستين المصنوعتين من نفس الزجاج والذات تفصلهما مسافة تساوى نصف مجموع بعديهما البؤريين لها نفس البعد البؤرى لجميع الألوان القريبة من اللونين الذين حسب  $f_1$  و  $f_2$  بالنسبة لهما . وفي حالة الأجهزة البصرية يُختار هذا اللون عند ذروة حصى التصوع المرئي ( شكل ٩ - ٢٥ ) وتستخدم مثل هذه الثنائيات كعدسات عينية في كثير من الأجهزة البصرية لأن اللون الجانبي مصحح بدرجة عالية من خلال ثبوت البعد البؤرى ومع ذلك فإن اللون الطولى يكون كبيراً نسبياً نظراً للاختلافات الكبيرة في النقط الرئيسية للألوان المختلفة ويوضح الشكل ٩ - ٢٦ (ب) مثلاً لنظام ليس به أى زيغ لوني طولى ؛ هذا النظام بذلك النظام الموضح في الشكل ٩ - ٢٦ (ج) والذي يخلو تماماً من اللون الجانبي .

رأينا في هذا الفصل أن أى عدسة قد تتأثر ببعض الزيوع الأساسية قد يصل عدده إلى سبع - خمس زيوع وحيدة اللون من الرتبة الثالثة أو الرتب الأعلى وريغين لونيين وقد يعجب المرء اذن كيف يمكن صناعة عدسة جيدة على الإطلاق بالرغم من أن التخلص من زيغ واحد أمر نادر وأن التخلص من جميع الزيوع في نفس الوقت أمر نادر . ومع ذلك فإن العدسات الجيدة الممكن إستعمالها تصنع بالموازنة المناسبة . يختلف الزيوع . ذلك أن تصميم العدسة يسترشد أساساً بالفرض المراد إستخدامها فيه ففى العدسة الشيئية للتلسكوب مثلاً يعتبر تصحيح الزيغ اللوني الكروى والطفولة أ.

ذا أهمية أساسية . أما اللاإستجمية وانحناء المجال والتشوه فإنها ليست على نفس الدرجة من الأهمية لأن المجال الذى تستخدم فيه الشيعة تكون صغيراً نسبياً . من ناحية أخرى .

بمعكس الموقف تماماً في حالة عدسة الكاميرا ذات الفتحة والجمال الواسعين . \*

## مسائل

٩ - ١ شكل طرف قضيب زجاجي في صورة سطح كروي محدب مصقول نصف قطره  $8.0 \text{ cm} +$  إذا كان القضيب في الهواء وكان معامل إنكسار الزجاج  $1.620$  ، أحسب (أ) الزيغ الكروي الطولي ، (ب) الزيغ الكروي الجانبي . أفترض أن إرتفاع الشعاع الساقط  $6.0 \text{ cm}$  .

الجابوب (a)  $+2.0233 \text{ cm}$  (b)  $-0.6430 \text{ cm}$

٩ - ٢ صقل سطح كروي نصف قطره  $20.0 \text{ cm} +$  على طرف قضيب زجاجي إذا كان القضيب في الهواء وكان معامل إنكسار الزجاج  $1.750$  ، أوجد (أ) الزيغ الكروي الطولي ، (ب) الزيغ الكروي الجانبي . أفترض من أن إرتفاع الشعاع الساقط  $6.0 \text{ cm}$  .

٩ - ٣ عدسة رقيقة معامل إنكسارها  $1.60$  ونصفا قطريها  $r_1 = +45.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = -15.0 \text{ cm}$  إذا سقط الضوء على العدسة موازيا للمحور ، أوجد (أ) البعد البؤري بالنسبة للأشعة المحورية ، (ب) الزيغ الكروي الطولي ، (ج) الزيغ الكروي الجانبي لشعاع على إرتفاع  $2.50 \text{ cm}$  .

٩ - ٤ عدسة زجاجية رقيقة نصفاً قطريها  $r_1 = -12.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = +12.0 \text{ cm}$  ومعامل إنكسارها  $1.850$  . إذا سقطت حزمة ضوئية متوازية على إرتفاع قدره  $250 \text{ cm}$  ، أوجد (أ) البعد البؤري المحوري ، (ب) عامل الموضع ، (ج) عامل الشكل ، (د) الزيغ الكروي الطولي ، (هـ) الزيغ الكروي الجانبي .

الجابوب : (أ)  $-7.0588 \text{ cm}$  ، (ب)  $-1.0$  ، (ج)  $0$  ، (د)  $-0.85741 \text{ cm}$  ، (هـ)  $-0.345652$

٩ - ٥ عدسة رقيقة معامل رقيقة معامل إنكسارها  $1.6250$  ونصفاً قطريها  $r_1 = -8.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = +8.0 \text{ cm}$  أوجد (أ) عامل الموضع ، (ب) عامل الشكل ، (ج) البعد البؤري المحوري ، (د) الزيغ الكروي الطولي ، (هـ) الزيغ الكروي الجانبي بالنسبة لجسم نقطي محوري يقع على بعد  $32.0 \text{ cm}$  أمام العدسة وبالنسبة لأشعة تمر في منطقة نصف قطرها  $h = 2.0 \text{ cm}$

\* يمكنك الرجوع إلى دراسات أخرى لموضوع الربوع في 1 A. C. Hardy and

F. H. Perrin, "The Principles of Optics," McGraw-Hill Book Company, New York 1932; G. S. Monk, "Light, Principles and Experiments," Dover Publications, Inc., New York, 1963; D. H. Jacobs, "Fundamentals of Optical Engineering," McGraw-Hill Book Company, New York, 1943; A. E. Conrady, "Applied Optics and Optical Design," Dover Publications, Inc., New York, 1963; E. Hecht and A. Zajac, "Optics," Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1974

٩ - ٦ عدسة رقيقة معامل إنكسارها 1.7620 ونصفا قطريا  $r_1 = +40.0 \text{ cm}$ ،  $r_2 = -10.0 \text{ cm}$ ، إذا أريد استخدام هذه العدسة مع الأشعة المتوازية ، أوجد (أ) عامل الموضع (ب) عامل الشكل ، (ج) البعد البؤري المحوري ، (د) الزيغ الكروي الطولي (هـ) الزيغ الكروي الجانبي لشعاع على إرتفاع 2.0 cm .

٩ - ٧ عدسة محدبة مستوية رقيقة معامل إنكسارها 1.52300 ونصف قطر سطحها الثاني  $-10.0 \text{ cm}$  . إذا سقط الضوء على إرتفاع قدره 2.0 cm على السطح المستوي ومواربا للمحور ، أوجد (أ) عامل الموضع ، (ب) عامل الشكل ، (ج) البعد البؤري المحوري ، (د) الزيغ الكروي الطولي ، (هـ) الزيغ الكروي الجانبي .

الجواب : (أ) 1.0 ، (ب) 1.0 ، (ج) 19.12046 cm ، (د) 0.84766 cm ، (هـ) 0.002778 cm

٩ - ٨ أوجد المسألة ٩ - ٧ إذا دُيرت العدسة حول نفسها بحيث يسقط الضوء على السطح المحدب .

٩ - ٩ يراد تشكيل عدسة بعدها البؤري 24.0 cm + من قطعة من زجاج البصريات معامل إنكسارها 1.5230 فإذا لزم استخدام هذه العدسة مع ضوء متوازي ساقط وأريد أن يكون الزيغ الكروي أقل ما يمكن ، أوجد قيمة (أ) عامل الموضع ، (ب) عامل الشكل ، (ج) نصف قطر السطح الأول ، (ب) نصف قطر السطح الثاني

٩ - ١٠ يراد تشكيل قطعة من الزجاج الطراني الكثيف معامل إنكسارها 1.7930 في عدسة مفردة بعدها البؤري 20.0 cm - إذا أريد استخدام هذه العدسة مع الضوء المتوازي الساقط وأن يكون الزيغ الكروي أقل ما يمكن ، فماذا يجب أن تكون (أ) عامل الموضع ، (ب) عامل الشكل ، (ج) نصف قطر السطح الأول ، (ب) نصف قطر السطح الثاني ؟

٩ - ١١ عدسة زجاجية قطرها 5.0 cm ومعامل إنكسارها 1.6520 ونصفا قطريا  $r_1 = -30.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = +15.0 \text{ cm}$  . أوجد (أ) عامل الموضع ، (ب) عامل الشكل ، (ج) العامل G ، (د) العامل W ، (هـ) إرتفاع النمط الطفاوي إذا كانت الصورة المعكورة المحورية للضوء المتوازي الساقط تبعد مسافة قدرها 5.0 cm عن المحور الرئيس أعط اجابتك إلى خمس أرقام معنوية .

الجواب :

٩ - ١٢ عدسة رقيقة قطرها 6.50 cm ومعامل إنكسارها 1.5230 ونصفا قطريا  $r_1 = -15.0 \text{ cm}$  و  $r_2 = +30.0 \text{ cm}$  . أوجد (أ) البعد البؤري للعدسة . (ب) عامل الموضع (ج) عامل الشكل ، (د) العامل G ، (هـ) العامل W ، (و) إرتفاع النمط الطفاوي . كانت هذه العدسة تجمع الضوء المتوازي الساقط في نقطة صورة محورية تبعد 1.0 cm عن المحور الرئيس .

٩ - ١٣ يراد صناعة عدسة رقيقة من قطعة من زجاج البصريات التاجي معامل إنكسارها 1.6750 وأن يكون بعدها البؤري 5.0 cm . علق جسم على مسافة 25.0 cm أمام هذه العدسة ويراد أن تكون صورته ، على ستار أبيض . أحسب (أ) بعد الصورة ، (ب) عامل الموضع . إذا لزم أن يكون الزيغ الكروي الناتج من العدسة أقل ما يمكن لبعد الجسم وبعد الصورة هذين ، أوجد (ج) عامل الشكل ، (د) نصف قطر السطح الأول  $r_1$  ، (هـ) نصف قطر السطح الثاني  $r_2$

٩ - ١٤ يراد التخلص من الطفاوة تماماً في عدسة زجاجية رقيقة في حالة جسم يقع على بعد 15.0 cm أمام العدسة لتكون صورته على بعد 75.0 cm خلف العدسة . أوجد (أ) البعد البؤري للعدسة ، (ب) عامل الموضع ، (ج) عامل الشكل ، (د) نصف قطر السطح الأول ، (هـ) نصف قطر السطح الثاني .  
الجواب : (أ) 12.50 cm ، (ب) 0.6667 ، (ج) -0.5614 ، (د) 29.924 cm ، (هـ) -8.406 cm

٩ - ١٥ عدسة رقيقة مصنوعة من زجاج ظرائف معامل إنكساره 1.6520 إذا كان بعدها البؤري 12.50 cm + ووضع جسم على بعد 50.0 cm أمام العدسة . أوجد (أ) بعد الصورة ، (ب) عامل الموضع ، (ج) عامل الشكل ، (د) نصف قطر السطح الأول (هـ) نصف قطر السطح الثاني يجب أن تخلص الصورة تماماً من الطفاوة .

٩ - ١٦ يراد صناعة عدسة مفرفة رقيقة بعدها 12.0 cm - من زجاج تاجي معامل إنكساره 1.5230 . إذا أريد وضع جسم على بعد 20.0 cm أمام هذه العدسة وأن تكون الصورة خالية من الطفاوة ، أوجد (أ) بعد الصورة ، (ب) عامل الموضع ، (ج) عامل الشكل ، (د) نصف قطر السطح الأول ، (هـ) نصف قطر السطح الثاني .

٩ - ١٧ يراد تصميم عدسة هلالية سمكها 0.750 cm ومعامل إنكسارها 1.520 وأن تكون هذه العدسة أبلاتانية بالنسبة لنقطتين على الجانب المقعر للعدسة . فإذا كانت أقرب هاتين النقطتين تقع على بعد 5.0 cm من الرأس القريب ، أوجد (أ) نصلي قطري سطحي العدسة ، (ب) البعد بين الرأس الأقرب والنقطة الأبلاتانية الأبعد .  
الجواب : (أ)  $r_1 = -3.4682$  cm و  $r_2 = -5.0$  cm ، (ب) 7.990 cm

٩ - ١٨ يراد صناعة عدسة هلالية سمكها 0.650 cm ومعامل إنكسارها 1.580 بشكل يؤدي إلى أن تكون عدسة أبلاتانية لنقطتين البعد بينهما 5.0 cm ( شكل ٩ - ١٥ ) . أوجد (أ) نصف قطري الانحناء ، (ب) البعدين السطح المقعر وكل من هاتين النقطتين .

٩ - ١٩ طبق شرط آبي الجيبى على الأشعة المرسومة خلال سطح العدسة الأول في الجدول ٨ - ٢ وأوجد قيمة  $h/(\sin \theta)$  في الحالات الآتية :  
 $h = 0.00$  و  $h = 1.50$  ،  $h = 1.0$  ،  $h = 0.50$

٩ - ٢٠ طبق شرط آبي الجيبى على الأشعة المرسومة خلال السطح الثانى للعدسة فى الجدول ٨ - ٢ وأوجد قيم  $(\sin \theta')/(\sin \theta)$  للأشعة الأربعة جميعها .

الجواب : 0.26490, 0.30139, 0.31594, and 0.32000

٩ - ٢١ يراد صناعة عدسة لالونية بعدها البؤرى 25.0 cm من الزجاج التاجى والزجاج الطرافى من النوعين BSC-2 و DF-2 ( أنظر معاملات الإنكسار فى الجدول ٩ - ٥ ) . إذا طلب أن تكون العدسة المصنوعة من الزجاج التاجى متساوية التحدب وأن تكون المجموعة ملسقة ، أوجد (أ) قيمتى  $\nu$  ، (ب) قوى العدستين لضوء الصوديوم ، (ج) أنصاف أقطار الأسطح الأربعة للعدستين واللازمة لتصحيح الزيغ اللونى بالنسبة للخطين F و C .

٩ - ٢٢ يراد صناعة عدسة لالونية بعدها البؤرى 16.0cm من الزجاج التاجى والزجاج الطرافى من النوعين BSC و DF-4 ( أنظر الجدول ٩ - ٥ ) . إذا لزم أن يكون السطح الخارجى للعدسة المصنوعة من الزجاج الطرافى مسطوحاً وأن تكون المجموعة ملسقة ، أوجد (أ) قوة العدسة (ب) قيمتى «لوعى الزجاج» ، (ج) قوى العدستين المركبتين بالنسبة لضوء الصوديوم الأصفر ، (د) أنصاف الأقطار الثلاثة الباقية . المطلوب تصحيح الزيغ اللونى بالنسبة للخطين F و C .

٩ - ٢٣ يراد صناعة عدسة لالونية بعدها البؤرى 12.50 cm من نوعى الزجاج SP-1 و DF-4 ( أنظر الجدول ٩ - ٥ ) . إذا طلب أن يكون السطح الخارجى للعدسة المصنوعة من الزجاج الطرافى مسطحاً وأن تلتصق العدستين ، أوجد (أ) قوة العدسة ، (ب) قيمتى «لوعى الزجاج» ، (ج) قوى العدستين ، (د) أنصاف الأقطار المتبقية الثلاثة . يجب أن تكون العدسة مصححة بالنسبة للونين C و G (أ)  $+8.0 \text{ D}$  ، (ب)  $+37.5449$  ، (ج)  $+18.09104$  ، (د)  $-10.09104 \text{ D}$  .  
الجواب : (أ)  $r_1 = -6.43145 \text{ cm}$  ،  $r_2 = +5.25147 \text{ cm}$  ،  $r_3 = -6.43145 \text{ cm}$  ، (ب)  $r_1 = -6.43145 \text{ cm}$  ،  $r_2 = +5.25147 \text{ cm}$  ،  $r_3 = -6.43145 \text{ cm}$  ، (ج)  $r_1 = -6.43145 \text{ cm}$  ،  $r_2 = +5.25147 \text{ cm}$  ،  $r_3 = -6.43145 \text{ cm}$  ، (د)  $r_1 = -6.43145 \text{ cm}$  ،  $r_2 = +5.25147 \text{ cm}$  ،  $r_3 = -6.43145 \text{ cm}$  .

٩ - ٢٤ يراد صناعة عدسة لالونية من قطعتين من الزجاج 1BC-1 والزجاج EDF-3 ( أنظر معاملات الإنكسار فى الجدول ٩ - ٥ ) إذا طلب أن تكون العدسة المصنوعة من الزجاج التاجى متساوية التحدب وأن تلتصق العدستان سوياً ، أوجد (أ) قوة العدسة الأخيرة إذا أريد أن يكون بعدها البؤرى 8.0 cm ، (ب) ثابتى تشتيت نوعى الزجاج ، (ج) قوة كل من العدستين ، (د) أنصاف أقطار الأوجه الأربعة للعدستين ، (هـ) الأبعاد البؤرية للألوان C و D و F و G . يجب أن تكون العدسة مصححة الزيغ اللونى بالنسبة للونى الضوء C و G . أوسم رسماً بيانياً للطول الموجى مقابل البعد البؤرى f . افترض أن  $\lambda_C = 6563 \text{ Å}$  ،  $\lambda_D = 5892 \text{ Å}$  ،  $\lambda_F = 4861 \text{ Å}$  .  
 $\lambda_G = 4307 \text{ Å}$

٩ - ٢٥ يراد صناعة عدسة لالونية من قطعتين من زجاج البصريات معاملات إنكسارهما هى معاملات إنكسار النوعين BSC-2 و DF-4 ( أنظر الجدول ٩ - ٥ ) إذا طلب أن

يكون البعد البؤري لهذه العدسة  $20.0 \text{ cm} +$  وأن يكون السطح الثاني للعدسة المصنوعة من الزجاج الطرائي مستويا وأن تكون العدسة ملصقة ، أوجد (أ) قوة العدسة اللالونية ، (ب) ثابتي تشتيت نوعي الزجاج ، (ج) قوة كل من العدستين (د) أنصاف أفطار الأسطح الأربعة (هـ) الأبعاد البؤرية بالنسبة لألوان الضوء  $G, F, D, C$  هذه العدسة يجب أن تكون مصححة بالنسبة للونين  $F, C$  . (و) أرسم رسماً بيانياً للطول الموجي مقابل البعد البؤري  $f$  افترض أن  $\lambda_G = 4307 \text{ \AA}$  و  $\lambda_C = 6563 \text{ \AA}$  ،  $\lambda_D = 5892 \text{ \AA}$  ،  $\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$  .



## الفصل العاشر

### الأجهزة البصرية

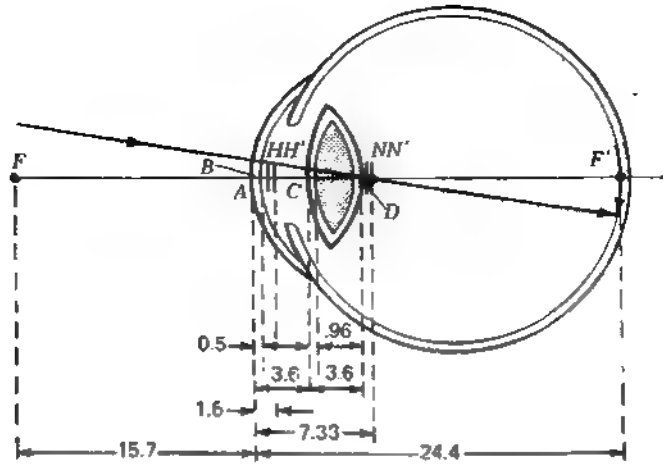
إن تصميم أجهزة بصرية ذات كفاءة عالية هو الهدف النهائي من البصريات الهندسية . وقد سبق أن تعرضنا في مختلف الفصول السابقة للدراسة المبادئ الأساسية التي تحكم عملية تكوين الصور بواسطة العدسات المنفردة وأيضاً بواسطة مجموعات بسيطة من العدسات . هذه المبادئ تلاقى تطبيقات واسعة في كثير من مجموعات العدسات المستخدمة في الأغراض العملية ، والتي تحتوى أيضاً على منشورات أو مرآة في كثير من الأحيان ؛ وهذه تنتمي إلى عائلة الأجهزة البصرية . هذا الموضوع هو أحد الموضوعات الواسعة المتشعبة ، ولذلك لن نستطيع في كتاب كهذا عن أساسيات البصريات أن نتعرض له بالتفصيل ، ولكننا نستطيع فقط أن نقوم بوصف المبادئ المتضمنة في عدد قليل من الأجهزة البصرية القياسية . وفي هذا الفصل سنعطى وصفاً إجمالياً لأهم خصائص عدسات الكاميرات ، والمكبرات ، والميكروسكوبات ، والتلسكوبات ، والعدسات العينية . هذا يساعدنا في توضيح بعض تطبيقات الأفكار الأساسية التي سبقت مناقشتها ، ونحن نأمل أن يجد الطالب الذي يستخدم بعض هذه الأجهزة ، أو الذي يتوقع أن يستخدمها في المستقبل ، بعض الفائدة والمتعة في هذا الفصل .

#### ١٠ - ١ العين البشرية

حاسة الإبصار واحدة من أتمن ما يمتلكه الإنسان من حواس . وبالنسبة لمن يتمتع بها بالإبصار الطبيعي تعتبر هذه الهبة الرائعة التي وهبتها الطبيعة لنا أكثر أجهزة التسجيل فعاً على الإطلاق ، ومع هذا فإننا في أحيان قليلة لا يجب أن نعول عليها في نقل الحقيقة . وكمثال يوضح لنا إلى أي درجة يمكن ألا يوثق بحقيقة ما نراه يمكننا أن نذكر عدداً







شكل ١٠ - ٢ : رسم تخطيطي للعين أعده جالستراند يوضح الصورة الحقيقية والمقلوبة على الشبكية ( الأبعاد بالمليمترات )

بتفسير النبضات الكهربائية الناتجة . عندما يدخل الضوء الآتي من أى جسم إلى العين يكون نظام العدسات صورة حقيقية ولكن مقلوبة على الشبكية . ومن الغريب حقاً أنه بينما تكون الصور جميعها مقلوبة ، كما هو مبين في الشكل ١٠ - ٢ ، فإن المخ يفسرها على أنها معتدلة .

الشكل ١٠ - ٢ يعطى أيضاً بعض الحقائق المتصلة بالعين البشرية الطبيعية ، والأبعاد الموضحة جميعها بالمليمترات ، وهذا الرسم مأخوذ بتصريف من العين التخطيطية لجالستراند\* . كذلك يعطى الجدول ١٠ - ١ أبعاد العين التى يستطيع الطالب إستخدامها .

## ١٠ - ٢ الكاميرات والشيئات الفوتوغرافية

مبدأ لأساسى للكاميرا هو أن العدسة الموحدة تكون صورة حقيقية ، كما هو موضح في شكل ١٠ - ٣ . وتتكون الصور الحادة للأجسام البعيدة أو القريبة على فيلم أو لوح فوتوغرافى يظهر ( أى يحمض ) ويطبّع فيما بعد للحصول على الصور الفوتوغرافية النهائية . وعندما يتضمن المنظر الملتقط أجساماً ساكنة تستطيع أرخص الكاميرات

\* See H. H. Emsley, "Visual Optics," 3d ed., p. 346, Butterworths, Scarborough, Ont., 1955.

( حتى ولو كانت الكاميرا ذات الثقب وجهاز قياس زمن التعريض ، إنتاج صور فوتوغرافية ذات تحديد ممتاز . ولكن إذا كانت الأجسام متحركة بالسبة للكاميرا وهذا يتصل بالحالة التي تكون فيها الكاميرا محمولة في ( البد ) لابد أن يكون زمن التعريض قصيراً جداً ، وأن تكون عدسة الكاميرا ذات فتحة كبيرة . إذن ، أهم سمة في الكاميرا الجيدة هي أن تكون مزودة بعدسة ذات فتحة نسبية كبيرة قادرة على أن تعطي محالاً كبيراً ما أمكن . وبظراً لأن العدسة ذات الفتحة الكبيرة تكون عرضة لزيوغ كثيرة فإن مصممي شبيثات الكاميرات يضطرون إلى الموازنة بين تصحيح زيوع العدسة وملاءمتها للأغراض المحددة لأستخدامها . لهذا السب سنناقش هنا بإحتصار هذه الأغراض والموازبات فيما يتصل بالثبات من الشبيثات الفوتوغرافية المعروفة .

### ١٠ - ٣ سرعة العدسات

كمية الضوء المنعكس أو المنعكث من الجسم الجارى تصويره لوحدة المساحات تسمى السطوع أو النصوص  $B$  ، وكمية الضوء الساقط على الفيلم أو اللوح الفوتوغرافي تسمى الاستضاءة  $E$  وتعتمد الاستضاءة  $E$  على ثلاث عوامل : نصوع الجسم  $B$  ، مساحة حدة دخول العدسة  $\pi a^2/4$  ، البعد البؤرى للعدسة  $f$  ( أنظراً لشكل ( ١٠ - ٤ ) .

وتتناسب كمية الضوء التي تدخل الكاميرا طردياً مع نصوع الجسم ومساحة حدة الدخول وعكسياً مع مربع البعد البؤرى . هذا يمكن وضعه في صورة المعادلة التالية :

$$E = kB \frac{\pi a^2/4}{f^2}$$

حيث  $K$  ثابت تناسب و  $a$  قطر حدة الدخول . وبالنسبة لجسم معين يجرى تصويره يمكن أن يكتب :

$$E \propto \frac{a^2}{f^2} \quad ( ١٠ - ١ )$$

يمكن أن يرى من الشكل ١٠ - ٣ أننا إذا ضاعفنا  $F$  فإن الضوء سوف يوزع على أربع أضعاف المساحة ، وبذلك تقل الأستضاءة على الفيلم إلى ربع قيمتها وإذا ضاعفنا قطر العدسة فإن مساحتها تتضاعف أربع مرات وتزيد كمية الضوء الساقطة على الفيلم

إلى أربع أضعاف القيمة الأولى ، هذا مع ثبوت مساحة الفيلم وحجم الصورة .  
هذا يعنى ، بالألفاظ ، أن النسبة مقياس مباشر لسرعة عدسة الكاميرا . ومع  
هذا ، فبدلاً من تحديد هذه النسبة ، من المعتاد في عالم التصوير الفوتوغرافي تحديد النسبة  
البؤرية ، أو القيمة  $f$  .

$$f \text{ value} = \frac{f}{a} \quad \bullet$$

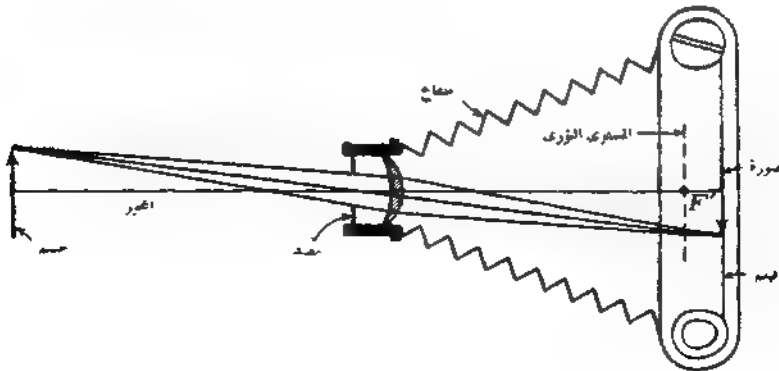
( ١٠ - ٢ )

ومن ثم إذا كان البعد البؤري 10.0 cm وكانت الفتحة الخلفية 2.0 cm يقال أن  
القيمة للعدسة هي 5 ، أو ، كما يقال عادة ، العدسة هي عدسة

لا لتقاط صور فوتوغرافية لأجسام ذات اضاءة خافتة أو أحسام متحركة بسرعة  
عالية فإن زمن التعريض يجب أن يكون قصيراً جداً ، لذلك يتحتم إستخدام عدسة ذات  
قيمة  $f$  صغيرة . إذن ، العدسة  $f/2$  « أسرع » من العدسة  $f/4.5$  ( أو أسرع مما إذا  
خُفضت العدسة من  $f/2$  إلى  $f/4.5$  ) بنسبة قدرها  $5.06 = (4.5/2)^2$  وسوف نرى فيما  
بعد أن تصميم عدسة لها مثل هذه الفتحة النسبية الكبيرة أمر صعب .

## ١٠ - ٤ العدسات الهلالية

يستخدم الكثير من أرنخص الكاميرات ثنائياً عدسة هلالية موحية واحدة ذات مصدر  
ثابت كما هو موضح في الشكل ١٠ - ٤ (أ) . هذا الجهاز البصري البسيط ، الذى  
يُتكرر حوالى عام ١٨١٢ وسمى بإسم عدسة تصوير المناظر الطبيعية ، يبدى قدراً غير



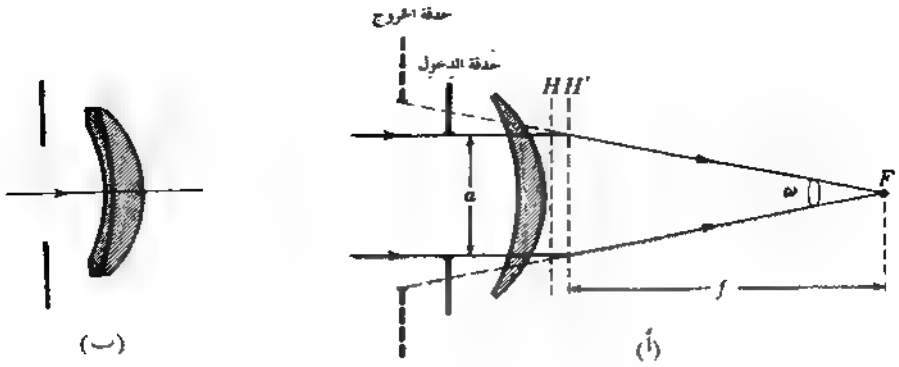
شكل ١٠ - ٣ : مبدأى الكاميرا .

فليل من الزيج الكروى ، وهذا يحدد قيمة الفتحة النافعة بخوالى  $f/11$  . كذلك فإن اللاإستحمية فى المناطق البعيدة عن المحور تحدد المجال الزاوى بخوالى  $40^\circ$  . ومع أن وضع المصعد فى الموضع المناسب يؤدى إلى الحصول على مجال مستوى ، فإن وجود عدسة واحدة فقط يعطى دائماً قدراً كبيراً من الزيج اللونى .

يمكن تصحيح اللوية الجانبية بإستعمال تنائى ملصق كالليز فى الشكل ١٠ - ٤ (ب) . ومع ذلك ، وبدلاً من إحراء هذا التصحيح بالنسبة للخطين F, C من لطيف ، فإن المجموعة تصحح عادة بالنسبة إلى الخط D الأصفر الذى يقع قرب ذروة حساسية العين والخط G' الأزرق الذى يقع قريباً من ذروة حساسية كثير من المستحلبات الفوتوغرافية عند هذا النوع من التصحيح يسمى اللالونية DG وهو يعطى أحسن تحديد فوتوغرافى عند البؤرية المرئية الحادة . وفى بعض التصميمات تستبدل العدسة والمصعد مكانيهما بحيث تبدوان كالنظام الموضح فى الشكل ٩ - ٢١ (ب) .

## ١٠ - ٥ العدسات المتماثلة

العدسة المتماثلة تتكون من مجموعتين متطابقتين من العدسات السميكة ومصعد فى منتصف المسافة بينهما ؛ ويوضح الشكل ١٠ - ٥ عدداً منها . عموماً يكون كل من نصفى العدسة مصححاً بالنسبة للزيج اللونى الجانبى ، وبوضعهما سوياً يتلاشى إتحد إحناء المجال والتشوه ، كما شرحنا سابقاً فى القسم ٩ - ١١ . وفى العدسات السريعة مستقيمة الصور يمكن يمكن أن يتحقق تسطح المجال ولكن مع إدخال قدر كبير من اللاإستحمية ، ومع ذلك فإن الزيج الكروى يحدد قيمة الفتحة بخوالى  $f/8$  . وبإدخال ثلاث عدسات مختلفة ، كما فى عدسة حويرتر داجور (Goertz Dagor) يمكن تصحيح كل من النصفين بالنسبة للون الجانبى واللاإستحمية والزيج الكروى . وعند تجميع النصفين سوياً تصحح العدسة الكلية بالنسبة إلى الطفاوة واللون الجانبى والانحناء والتشوه . هذه العدسة تسمى روتار ثلاثى (Triple Protar) فى شركة زايس (Zeiss) وداجور (DAGor) - إحتصاراً لثنائى جويرتر مصحح اللاإستحمية (Doble Astigmat Goertz) - فى شركة حويرتر (Goertz) . فى هذا المقام يجدر بنا أيضاً أن نذكر العدسة السريعة بانكرو (Speed Panchro lens) والتى إبتكرها تاليور ، وتاييلور وهوبسون فى عام ١٩٢٠ نظر لتحديدتها المركزى الممتاز بالإضافة إلى سرعتها العالية التى تصل إلى  $f/2$  أو حتى  $f/1.5$  . كذلك هناك العدسة زايس توبوجون (Zeiss Topogon lens) وهى واحدة من العدسات الخاصة « واسعة الزاوية » وهى مفيدة على وجه الخصوص فى التصوير



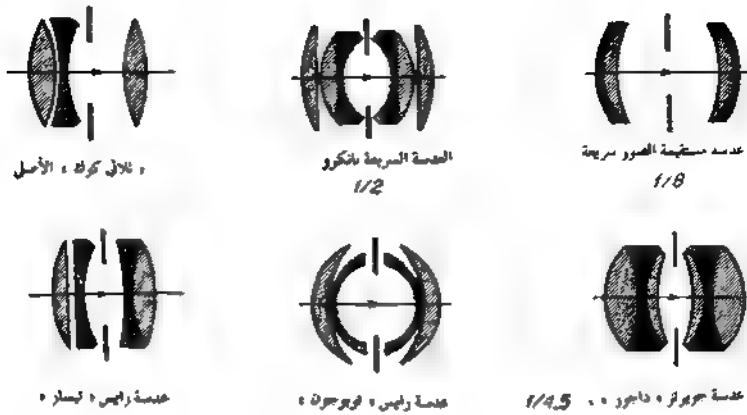
شكل ١٠ - ٤ : (أ) العلاقات الهندسية المستخدمة لتحديد سرعة عدسة . (ب) عدسة هلالية مصححة الزيف اللوني ذات مصدر أمامي .

الفوتوغرافي الجوى . الخاصيتان المميزتان الإضافيتان للعدسات المتماثلة هما : (١) استخدام عدد كبير من العدسات ، (٢) المنحنيات القيمة إلى حد ما ، وهى غالية فيما يختص بتكاليف الإنتاج .

كما زاد عدد الأسطح الحرة فى عدسة ما كلما زادت كمية الضوء المنقود بالانعكاس . ومن ثم فإن القيمة  $r$  وحدها ليست العامل المؤثر الوحيد فى السرعات النسبية للشيئيات . ومع ذلك فإن إبتكار الطبقات المقلقة للعدسات فى السنوات الأخيرة ، والتي تمنع عمليا انعكاس الضوء فى حالة السقوط العمودى ، قد منحت المصممين قدرا أكبر من الحرية فى استخدام عدد أكبر من العناصر فى تصميم عدسات الكاميرات ( أنظر القسم ١٤ - ٦ ) .

## ١٠ - ٦ الثلاثيات مصححة اللاإستجمية

فى عام ١٨٩٣ تحققت خطوة عظيمة إلى الأمام فى عالم تصميم العدسات الفوتوغرافية عندما إبتكره د . تاليور بشركة كوك وأولاده العدسة المعروفة بإسم ثلاثى كوك (cooke Triplet) ؛ شكل ١٠ - ٥ والمبادئ الأساسية المبني على أساسها هذا النظام هى أن القوة التى تساهم بها عدسة معينة فى نظام من عدة عدسات تتناسب مع الإرتفاع الذى تمر عليه الأشعة الحرفية خلال العدسة ، فى حين أن (٢) مساهمة كل عدسة فى انحناء

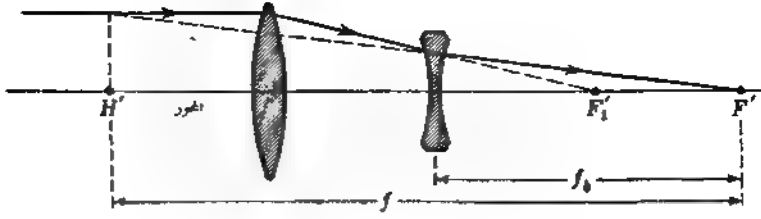


شكل ١٠ - ٥ : عدسات كاميرات متأللة وغير متأللة .

المجال تناسب مع قوة العدسة بصرف النظر عن بعد الأشعة عن المحور . بناء على ذلك يمكن يمكن التخلص من اللاإستجمية وإنحاء المجال إذا جعلنا قوة العنصر المركزى المصنوع من الزجاج القزاني مساوية فى المقدار ومعاكسة فى الإشارة لمجموع قوى العناصر المصنوعة من الزجاج التاحى . وبوضع عدسة سالبة بين العدستين الموجبتين يمكننا أن نجعل الأشعة الخرفية تمر خلال العدسة السالبة أقرب ما يكون إلى المحور بحيث يكون للنظام قوة موحدة محسوسة . كذلك يمكننا إجراء تصحيحات إضافية للزئغ الكروى واللونى بالإختيار المناسب لقدرات التشيت وأنصاف الأقطار . وقد ابتكرت العدسة تيسار (Tessar) ، وهى واحدة من أكثر الشئيات الفوتوغرافية الحديثة شهرة ، فى شركة زائيس فى عام ١٩٠٢ . هذه العدسة تصنع فى أشكال متعددة لتحقيق متطلبات مختلفة ، ومع ذلك فإن تركيبها العام يشبه ، إلى حد كبير تركيب ثلاثى كوك (Cooke Tripler) الذى استمضى فيه عن العدسة الخلفية المصنوعة من الزجاج التاحى بشاق . كذلك فإن العدسة لايتزهيكاتور (Leitz Hector) التى تعمل بسرعة قدرها  $f/2$  هى أيضاً من نوع ثلاثى كوك (Cook Triple) ولكن كل عنصر فيها مستند بعدسة مركبة هذه العدسة ذات السرعة العالية ممتارة فى كاميرات السيميا .

#### ١٠ - ٧ عدسات التصوير المقربة

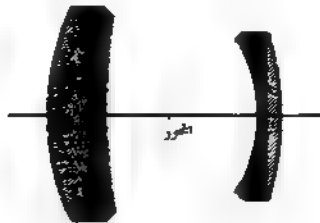
حيث إن حجم صورة جسم بعيد يتناسب طرديا مع البعد البؤرى للعدسة فإن عدسة التصوير المقربة التى تصمم لأعطاء صورة كبيرة هى نوع خاص من الشئيات



شكل ١٠ - ٦ مبادئ عدسة التصوير المقربة .

تمتاز بأن بعدها البؤري الفعال أكبر من نظيره المستخدم مع نفس الكاميرا في الأحوال العادية . ونظراً لأن هذا يتطلب إمتداد المتفاخ أكثر مما تسمح به معظم الكاميرات فإن مبدأ استخدام عدسة سميكة واحدة مصححة إلى درجة كبيرة يحور كالتالى . كما هو موضح في الشكل ١٠ - ٦ بإنكسار الشعاع الساقط موازياً للمحور ، إذا إستخدمنا مثل هاتين العدستين اللتين تفصلهما مسافة كبيرة فإن النقطة الرئيسية  $H'$  يمكن أن تكون على عبعد قريب أمام العدسة الأولى ، وبذلك نحصل على بعد بؤرى طويل  $H'F'$  مع قصر المسافة بين العدسة والمستوى البؤرى  $F'$  في الشكل ١٠ - ٦ المسافة الأخيرة ، أو البعد البؤرى الخلفى كما تسمى عادة ، تقاس من العدسة الخلفية إلى المستوى البؤرى ، كما هو موضح .

الرغم من أن الأبعاد البؤرية للأنواع القديمة من عدسات التصوير المقربة كان يمكن تغييرها بتغيير المسافة بين العنصر الأمامى والخلفى ، فإن هذه العدسات تصنع دائماً تقريباً ببعد بؤرى ثابت ، وفي هذه الحالة تتحقق المرونة المطلوبة بإستعمال مجموعة من العدسات المقربة مختلفة البعد البؤرى . وقد أصبح ذلك ضرورياً من خلال الحاجة إلى



شكل ١٠ - ٧ : عدسة تصوير مقربة مصححة تصحيحاً جيداً .

عدسات ذات سرعات أكبر وتصحيح أفضل للزيوغ . هذا وبين الشكل ١٠ - ٧  
عدسة كوك المقربة التي أنتجها تايلور ، تايلور وهويسون .

## ١٠ - ٨ المكبرات

الميكرو هو عدسة موجبة وظيقتها زيادة حجم الصورة على الشبكية لتصبح أكبر مما لو لم تكن العين مساعدة بمثل هذه العدسة . ويعتمد الحجم الظاهري لأي جسم كما تراه العين غير المساعدة على الزاوية المقابلة للجسم ( شكل ١٠ - ٨ ) . فإذا اقترب الجسم من العين ، من A إلى B إلى C في الشكل ، فإن التكيف يسمح للعين ، بتغيير قوتها وتكوين صورة أكبر وأكبر على الشبكية . ولكن هناك لمدى قرب الجسم من العين ، ويتعين ذلك بكفاية التكيف لإنتاج صورة حادة . وبالرغم من أن أقرب نقطة للرؤية الواضحة تختلف في مدى واسع من فرد إلى آخر ، فإن القيمة 250 cm تؤخذ كقيمة قياسية للنقطة القريبة ، والتي تسمى أحياناً مسافة أوضح رؤية وعند هذه المسافة ، الموضحة في الشكل ١٠ - ٩ (أ) ، نسمى الزاوية المقابلة للجسم أو الصورة بالزاوية  $\theta$  .

وإذا وضعنا الآن عدسة موجبة في نفس الموضع كما في الشكل (ب) فسيمكنا تقريب الجسم من العين كثيراً ، وعندئذ تتكون على الشبكية صورة تقابل زاوية أكبر  $\theta'$  . مافعله العدسة الموجبة هو أنها قد كونت صورة تقديرية للجسم  $\gamma$  ، وبذلك أصبحت العين قادرة على التركيز على هذه الصورة التقديرية . أى عدسة مستخدمة بهذه الطريقة تسمى مكبراً أو ميكروسكوباً بسيطاً . وإذا وضع الجسم  $\gamma$  في النقطة البؤرية للمكبر F ، فإن الصورة التقديرية  $\gamma'$  ستكون في ما لا نهاية ؛ حينئذ ستكيف العين للرؤية البعيدة كما هو موضح في الشكل ١٠ - ٩ (ج) وعندما يوضع الجسم في الموضع المناسب على مسافة قصيرة داخل F كما في الرسم (ب) فإن الصورة التقديرية قد تتكون على مسافة أوضح رؤية وبذلك نحصل على تكبير أكبر قليلاً كما سترى .

التكبير الزاوي M يعرف بأنه النسبة ما بين الزاوية  $\theta$  المقابلة للصورة والزاوية  $\theta$  المقابلة للجسم :

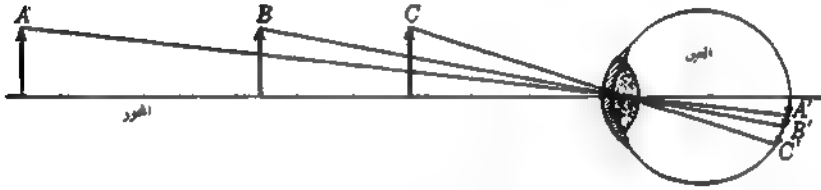
$$M = \frac{\theta'}{\theta} \quad (١٠ - ٣)$$

من الشكل (ب) يمكننا الحصول على بعد الجسم  $d$  باستخدام الصيغة المعتادة للعدسة الرقيقة كالتالى :

$$\frac{1}{s} = \frac{25 + f}{25f} \quad \text{أو} \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{-25} = \frac{1}{f}$$

ومن المثلثين القائمين نجد أن الزاويتين  $\theta$  و  $\theta'$  تعطيان بالعلاقين :

$$\tan \theta' = \frac{y}{s} = y \frac{25 + f}{25f} \quad \text{و} \quad \tan \theta = \frac{y}{25}$$



شكل ١٠ - ٨ : الزاوية المقابلة للجسم تحدد حجم الصورة على الشبكة .

في حالة الزاوية الصغيرة يمكن إبدال الظلال بالزاوية ذاتها ، وبذلك نحصل على العلاقتين التقريبتين :

$$\theta' = y \frac{25 + f}{25f} \quad \text{و} \quad \theta = \frac{y}{25}$$

بالتعويض من هاتين المعادلتين في المعادلة ( ١٠ - ٣ ) نجد أن التكبير هو :

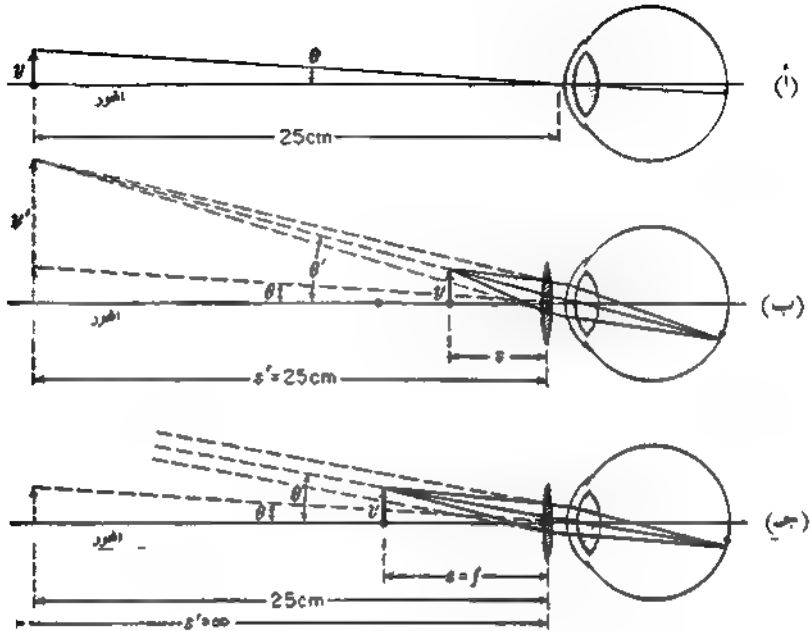
$$M = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{25}{f} + 1 \quad ( ١٠ - ٤ ) \quad \bullet$$

في الشكل (ج) بعد الجسم د يساوى البعد البؤرى والزاويتان الصغيرتان تعطيان بالعلاقين :

$$\theta' = \frac{y}{f} \quad \text{و} \quad \theta = \frac{y}{25}$$

ومن ثم فإن التكبير يكون :

$$M = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{25}{f} \quad ( ١٠ - ١٥ ) \quad \bullet$$



شكل ١٠ - ٩ : (أ) الزاوية المقابلة لجسم يقع في النقطة القريبة للعين ( المجردة ) . (ب) الزاوية المقابلة للصورة التقديرية لجسم يقع داخل النقطة البؤرية . (ج) الزاوية المقابلة للصورة التقديرية لجسم يقع في النقطة البؤرية .

التكبير الزاوي إذن يكون أكبر عندما تتكون الصورة على مسافة أوضح رؤية فمثلا ، لنفترض أن البعد البؤري لمكبر هو 1in ، أو 2.54cm . بالنسبة لحاتين الحادتين ، تعطينا المعادلتان ( ١٠ - ٤ ) ، ( ١٠ - ٥ ) مايلي :

$$M = \frac{25}{2.5} = 10\times \quad \text{و} \quad M = \frac{25}{2.5} + 1 = 11\times$$

نظر لأن البعد البؤري للمكبرات يكون صغيرا عادة وبذلك تعطينا تقريبا نفس قوة التكبير لقيم بعد الجسم الواقعة بين 25.0cm ومالاتنهاية ، فإن التعبير البسيط  $25/f$  يستخدم عادة للدلالة على قوة المكبر . ومن ثم فإن مكبرا بعده البؤري 25cm يعلم بالعلامة 10x ، والمكبر ذو البعد البؤري 5.0cm يعلم بالعلامة 5x ، ... الخ

## ١٠ - ٩ أنواع المكبرات

يوضح الشكل ١٠ ١٠ بعض الأنواع الشائعة من المكبرات . النوع الأول ، وهو عبارة عن عدسة عادية محدبة الوجهين ، هو أبسط أنواع المكبرات وتستخدم عادة كعدسة قراءة أو مكبر حبيب أو مكبر ساعاتي . النوع الثاني يتكون من عدستين محدبتين مستويتين متطابقتين تقع كل منهما في النقطة البؤرية للأخرى . وكما سبق أن أوضحنا بالمعادلة ( ٩ - ٢٦ ) فإن هذه المسافة بين العدستين تصحح الزيغ اللوني الجانبى ولكنها تتطلب أن يقع الجسم على أحد وجهى العدسة . للتغلب على هذه الصعوبة بضحي بالتصحيح اللوني إلى حد ما بتقريب العدستين قليلا إحداهما من الأخرى ، ولكن حتى في هذه الحالة تكون مسافة الأستعمال أو البعد البؤرى الخلفى [ أنظر المعادلة ( ٥ - ١٤ ) ] قصيرة للغاية .

المكبر الثالث : وهو عبارة عن جزء مقطوع من كرة زجاجية ، ينسب فخريها إلى نيوتون ، ولكن سيردافيد بروستركان في الواقع هو أول من صنعه . المسافة الشغالة لهذا المكبر صغيرة نسبيا أيضا ، كما يمكننا أن نرى من الأشعة الحرفية ، ولكن نوعية الصورة هنا جيدة إلى حد بعيد بفضل المجرى المركزى الذى يعمل كمصدر . وفي الوقت الحاضر تصنع بعض أفضل المكبرات على هيئة ثلاثيات ملصقة كالمكبرات الميية في الرسمين الأحيين . هذه العدسات متائلة ليتسنى استخدامها بأى من الجانبين تجاه العين . هذه المكبرات تمتاز بأن لها مسافات عمل-كبيرة نسبيا ، وهى تصنع بقوة تكبير تصل إلى 20x .

## ١٠ - ١٠ عدسات النظارات

إن قدرة العين البشرية على التركيز البؤرى على الأجسام القريبة والبعيدة ، والتي نعزى إلى العدسة البلورية ، أبرز ما يكون في الأطفال . ويتحقق التغير في شكل العدسة بنظام معقد جدا من الأربطة والعصلات ، وبسبب الشد في محفظة العدسة سوف تميل العدسة البلورية ، إذا كانت حرة تماما ، إلى أن تصبح كروية في الشكل . من ناحية أخرى هناك حلقة عضلية تحيط بخافة العدسة تسمى العضلة الهدية ؛ عند إنكماش هذه العضلة فإنها تعصر العدسة وتسبب انتفاخها . هذا في الواقع يؤدي إلى نقص البعد البؤرى ، وهو ما يؤدي بالتالى إلى تكوين صور حادة للأجسام القريبة على الشبكية .

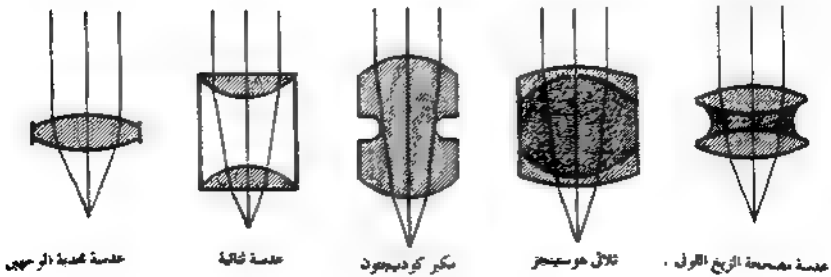
عندما تكون العضلة الهدية مسترخية تجذب الأربطة المعلاقية حافة العدسة إلى الخارج مسبة تسطحها . هنا يقلل البعد البؤرى ويؤدي بالتالى إلى تكوين صور حادة للأجسام البعيدة على الشبكية . هذه القدرة على تغير العين للبعد البؤرى للعدسة البلورية هى جزء

من عملية الرؤية . وتسمى التكيف .

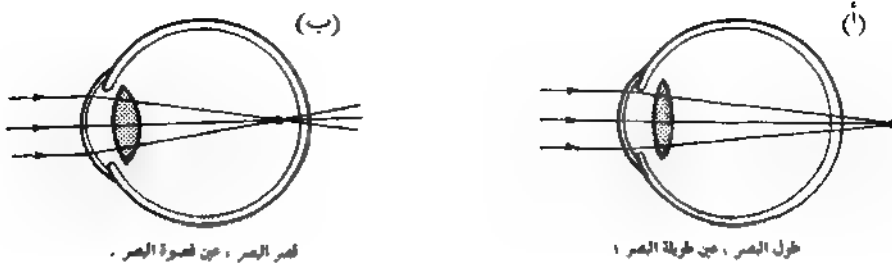
كلما تقدم الشخص في العمر تزداد العدسة البلورية صلابة وتزداد العضلات التي نتحكم في شكلها ضعفا ، وبذلك تصبح عملية التكيف أصعب فأصعب . هذه الحالة تعرف بأسم بصر الشيخوخة . وعندما يكون طول مقلة العين بحيث تتجمع الأشعة المتوازية الساقطة في نقطة خلف الشبكية يكون الشخص بعيد البصر ويقال إنه مصاب بطول البصر [ أنظر الشكل ١٠ - ١١ (أ) ] . أما إذا كانت الأشعة المتوازية في تتجمع بؤرة أمام الشبكية ، كما في الرسم ( ب ) ، فإن الشخص يكون قريب البصر ويقال إنه مصاب بقصر البصر .

لتصحيح هذه العيوب في ابصار المرء توضع عدسة مجمعة ذات بعد بؤري مناسب أمام العين طويلة البصر وعدسة مفرقة أما العين قصيرة البصر . العدسة الموجبة تضيف بعض التجميع للأشعة قبل وصولها إلى القرنية مباشرة ، وبذلك تمكن الشخص من رؤية الأجسام البعيدة في بؤرة حادة [ أنظر الشكل ١٠ - ١٢ (ب) ] . كذلك فإن العدسة المعرقة إذا وضعت أمام العين قصيرة البصر يمكنها أن تكون صورا مركزة تركيزا بؤريا حادا للأجسام البعيدة .

من المعتاد في مجالى طب العيون والقياسات البصرية توصيف البعد البؤرى لعدسات النظارات بالديوبترات . وتعرف قوة أى عدسة بالديوبترات بأنها مقلوب البعد البؤرى بالأمتار . الرمز المستخدم لقوة العدسة هو  $P$  ، ووحدة الديوبتر تختصر بالحرف  $D$  . أنظر القسم ٤ - ١٢ والمعادلة ( ٤ - ٦ ) .



شكل ١٠ - ١٠ : الأنواع الشائعة من المكبرات .



شكل ١٠ - ١١ : العيوب الخفية للعين ، وهي منتشرة كثيراً بين البالغين .

$$\text{Diopter} = \frac{1 \text{ m}}{\text{focal length in meters}}$$

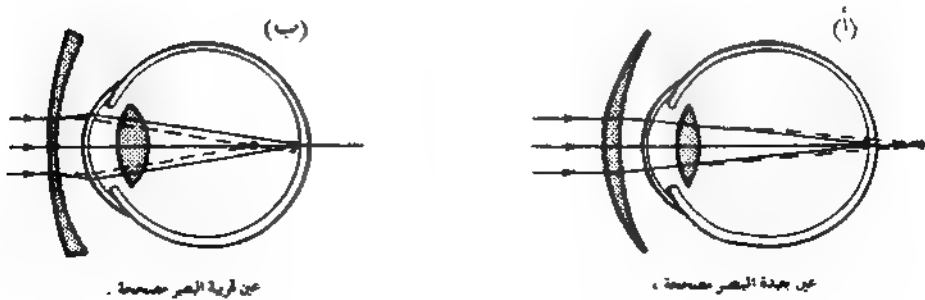
$$P = \frac{1}{f} \quad (١٠ - ٦)$$

أكبر العدسات قوة في العين هي القرنية إذ أن قوتها تساوي 43.0D ؛ أما قوة النظام البصري للعين بأكملها فتساوي 58.6 أنظر الجدول ١٠ - ١ والشكل ١٠ - ٢ .

مثال . عدسة مجمعة بعدها البؤري 27.0cm . ماهي قوتها بالديوبترات ؟

الحل . بالمعوض المباشر عن الكمية المعلومة ،  $f = 0.270 \text{ m}$  ، في المعادلة ( ١٠ - ٦ ) نحصل على :

$$P = \frac{1}{0.270 \text{ m}} = +3.70 \text{ D}$$



شكل ١٠ - ١٢ : يمكن تصحيح العيوب الخفية للعين بعدسات النظارات .

ويقراً الخواب هكذا : زائد ثلاثة وسبعون من مائة ديوترا .

## ١٠ - ١١ الميكروسكوبات

الميكروسكوب هو جهاز بصرى تزيد قوته كثيرا عن قوة المكبر ، وقد اخترعه جاليليو فى عام ١٦١٠ . وفى أبسط صورة ، يتكون الميكروسكوب الضوئى الحديث من عدستين ، إحداهما ذات بعد بؤرى صغير جدا تسمى الشيئية والأخرى ذات بعد بؤرى أكبر إلى حد ما تسمى العينية أو العدسة العينية . ومع أن كلا من هاتين العدستين تحتوى فى الواقع على عدة عناصر لتقليل الزيوغ ، فإن وظيفتهما الأساسية موضحة بعدسات منفردة فى الشكل ١٠ - ١٣ . الجسم (١) يوجد خارج النقطة البؤرية للشيئية مباشرة بحيث تتكون له صورة حقيقية مكبرة (٢) . هذه الصورة تصبح جسماً بالنسبة للعدسة الثانية ، أى العدسة العينية ، وهذه العدسة الأخيرة تعمل كمكبر ، ومن ثم فإنها تكون صورة تقديرية كبيرة فى (٣) . هذه الصورة تصبح جسماً بالنسبة للعين نفسها ، لهذا تكون العين الصورة الحقيقية النهائية (٤) على الشبكية .

حيث إن وظيفة الشيئية هى تكوين الصورة المكبرة التى تُشاهد خلال العدسة العينية ، فإن التكبير الاجمالى للجهاز هو حاصل ضرب التكبير الخطى للشيئية  $m_1$  فى التكبير الجانبي للعينية  $M_2$  وطبقاً للمعادلتين ( ٤ - ١١ ) و ( ١٠ - ٥ ) ، هذان التكبيران هما :

$$M_2 = \frac{25}{f_2} \quad \text{و} \quad m_1 = -\frac{x'}{f_1}$$

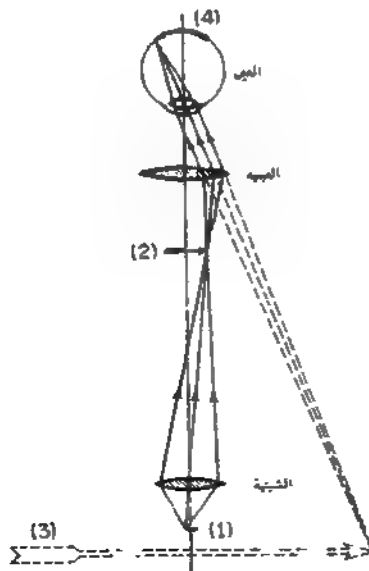
إذن ، التكبير الاجمالى هو :

$$M = -\frac{x'}{f_1} \frac{25}{f_2} \quad ( ١٠ - ٧ )$$

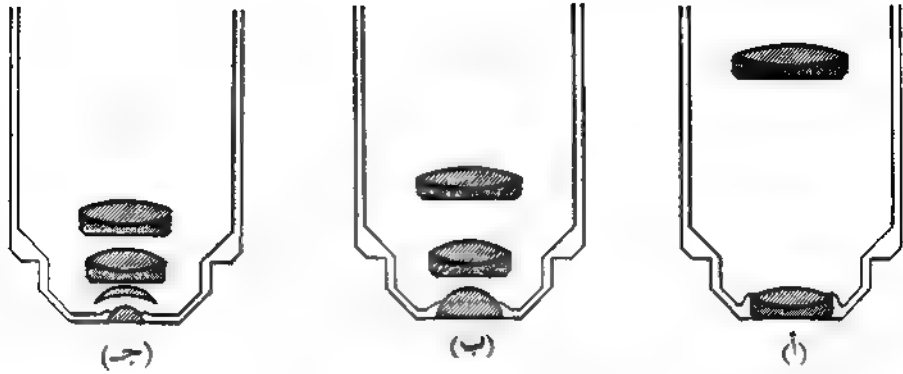
من المتفق عليه بين المنتجين تعليم الشيئيات والعينية طبقاً لتكبرى كل منهما  $m_1$  و  $M_2$  .

## ١٠ - ١٢ شبيئات الميكروسكوبات

الميكروسكوب على الجودة يُزود عادة بمقدمة برجية تحمل ثلاث عدسات شبيئة لكل منها قوة تكبير مختلفة . وبتدوير هذه المقدمة البرجية يمكن وضع وضع أى من هذه الشبيئات على إستقامة واحدة مع العدسة العينية ، ويوضح الشكل ١٠ - ١٤ رسوماً تخطيطية لثلاث شبيئات مغطية . الأولى ، وهي مكونة من عدستين ملصقتين لا لونيتين ، مصححة بالنسبة للزيج الكروي والطفافة ، وبعدها البؤرى 1.6 cm وتكبيرها  $10\times$  ومسافة تشغيلها 0.7cm . الشبيئة الثانية أيضاً هي شبيئة لا لونية لها بعد بؤرى قدره 0.4cm وتكبير قدره  $40\times$  ومسافة تشغيل قدرها 0.6 cm . الشبيئة الثالثة هي عدسة ذات غمر زئبى بعدها البؤرى 0.16 وتكبيرها  $100\times$  ومسافة تشغيلها 0.035 cm فقط . هذا ويجب مراعاة عظيم الحرص فى إستعمال هذا النوع الأخير لتتلاقى خدش السطح السفلى نصف الكروى للعدسة . وبالرغم من أن الغمر الزئبى يجعل العدستين السفليتين ابلانائيتين [ أنظر الشكل ٩ - ١٥ ] ، فإن الزيج اللوى الجانبى موجود . ولكن النوع الأخير يصحح بإستخدام عينية معادلة كما سنشرح فى القسم ١٠ - ١٨



شكل ١٠ - ١٣ - مبادئ الميكروسكوب ، وهي موضحة فى حالة ضبط العينية لتكوين الصورة على مساه أوضح رؤية .



شكل ١٠ - ١٤ . شبيات الميكروسكوبات . (أ) شبية صغيرة القوة ، (ب) شبية متوسطة القوة ، (ج) شبية ذات غمر زيتي عالية القوة .

### ١٠ - ١٣ التلسكوبات الفلكية

من الناحية التاريخية يرجع أن صانع زجاج نظارات مغمور يدعى هانز ليرش قد نفذ أول تلسكوب في هولندا في عام ١٦٠٨ . بعد شهر علم جاليليو بأن إستخدام عدستين يمكنه أن يجعل الأجسام البعيدة تظهر قريبة على بعد ذراع ، وعندئذ قام بتصميم أول تلسكوب موثوق فيه وصنعه بيده شخصياً ؛ مازالت أحرار هذا التلسكوب موجودة ويمكن رؤيتها في معرض في فلورنسا . ومبدأ التلسكوبات الفلكية اليوم هو نفس مبدأ هذه الأجهزة الأولى ، ويمثل الشكل ١٠ - ١٥ رسماً تخطيطياً لتلسكوب بدائي نرى هنا أن الأشعة المنبعثة من نقطة على جسم بعيد تدخل عدسة شبيّة ذات بعد بؤري كبير على هيئة حزمة متوازية . هذه الأشعة تتجمع في بؤرة وتكون صورة نقطية في  $Q$  ويفرض أن الجسم البعيد هو سهم عمودي ، هذه الصورة تكون حقيقية ومقلوبة كما هو مبين . وظيفة العينية في التلسكوب هي نفس وظيفتها في الميكروسكوب ، أي أنها تعمل كمكبر . فإذا حُرّكت العينية إلى موضع بحيث تقع هذه الصورة الحقيقية داخل مستواها البؤري الأساسي  $F_2$  مباشرة يمكننا أن نرى صورة تقديرية مكبرة في  $Q$  العين عند النقطة القريبة ، أي 25.0 cm . ومع ذلك فإن البعد بين العدستين يختار عادة نحي تطلق الصورة الحقيقية مع النقطتين البؤريتين للعدستين كليهما كليهما ، والنتيجة هي أن أشعة الصورة تخرج من العينية على هيئة حزمة متوازية وبذلك تتكون الصورة التقديرية في ما لا نهاية . الصورة النهائية هي دائماً صورة مكونة على الشبكية بواسطة أشعة تبدو كما لو كانت آتية من  $Q$  والشكل ١٠ - ١٦ هو رسم تخطيطي لتلسكوب مصغّر بهذه الطريقة .

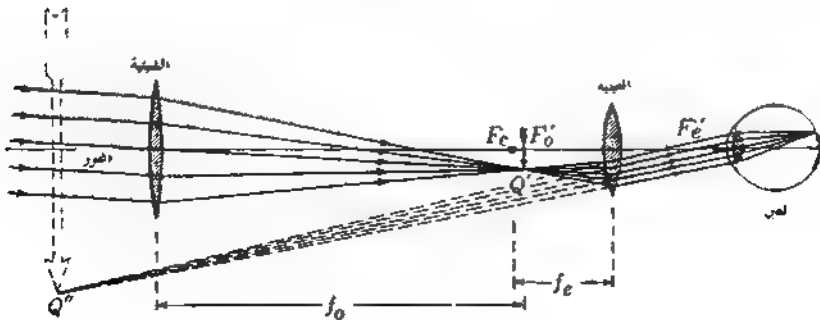
العدسة الشيئية في جميع التلسكوبات هي مصدر الفتحة ، وهي إذن حدقة الدخول . ومن ثم فإن صورتها المكونة بجميع العدسات الواقعة على الجانب الأيمن لها ( وهي ها العدسة العينية فقط ) هي حدقة الخروج . هذه العناصر مبينة في الشكل ١٠ - ١٧ الذى يتتبع مسار شعاع واحد ساقط موازيا للمحور ومسار شعاع رئيسي من نقطة على جسم بعيد لا تقع على المحور . المسافة بين العدسة المقابلة للعين ، أى آخر عدسة في العينية ، وحدقة الخروج تسمى تفرج العين وهو يجب أن يكون حوالى 8.0 mm عادة .

تعرف قوة تكبير التلسكوب بأنها النسبة بين الزاوية المقابلة للصورة النهائية  $\theta'$  عند العين والزاوية المقابلة للجسم نفسه عند العين . الجسم ، وهو غير مبين في الشكل ١٠ - ١٧ ، مقابل زاوية قدرها  $\theta$  عند الشيئية ، وهو يقابل نفس الزاوية تقريبا عند العين المجرة . أما الصورة النهائية فإنها تقابل العين زاوية قدرها  $\theta'$  طبقاً للتعريف [ أنظر المعادلة ( ١٠ - ٥ ) ] :

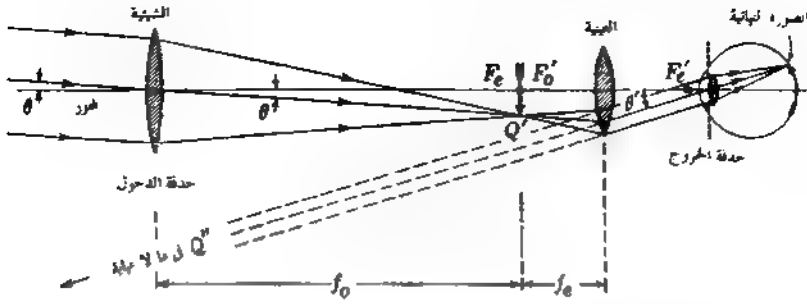
$$M = \frac{\theta'}{\theta}$$

الزاوية  $\theta$  هي زاوية مجال الجسم ، والزاوية  $\theta'$  هي زاوية مجال الصورة . بكلمات أخرى ،  $\theta$  هي المجال الزاوى الكلى الذى يغطيه التلسكوب ، بينما  $\theta'$  هي الزاوية التى يبدو أن المجال يغطيه ( القسم ٧ - ١١ ) من المثلثين القائمين EBC, ABC ، في الشكل ١٠ - ١٧ :

$$\tan \theta' = -\frac{h}{s'} \quad \text{و} \quad \tan \theta = \frac{h}{s} \quad ( ١٠ - ٨ )$$



شكل ١٠ - ١٥ : مبادئ التلسكوب الفلكي ، وهي موضحة في حالة ضبط العينية لتكوين الصورة على مسافة أوضح رؤية .



شكل ١٠ - ١٩ مبادئ التلسكوب الفلكي ، وهي موضحة في حالة ضبط العبة لتكوين الصورة في ما لا نهاية .

تطبيق المعادلة العامة للعدسات  $1/s + 1/s' = 1/f$  نجد أن :

$$(١٠ - ٩) \quad \frac{1}{s'} = \frac{f_O}{f_E(f_O + f_E)}$$

وبالتعويض من هذه المعادلة في المعادلة (١٠ - ٨) نحصل على :

$$\tan \theta' = -\frac{hf_O}{f_E(f_O + f_E)} \quad \text{و} \quad \tan \theta = \frac{h}{f_O + f_E}$$

في حالة الزوايا الصغيرة  $\tan \theta \approx \theta$  و  $\tan \theta' \approx \theta'$  بالتعويض عن هاتين الكميتين في المعادلة (١٠ - ٧) نحصل على :

$$(١٠ - ١٠) \quad M = \frac{\theta'}{\theta} = -\frac{f_O}{f_E}$$

وهكذا فإن قوة تكبير التلسكوب هي مجرد النسبة بين البعدين البؤريين للشبيبة والعينية على الترتيب ، وتعني الإشارة السالبة أن الصورة مقلوبة .

إذا كانت D و d تمثلان قطري الشبيبة و عدسة الخروج على الترتيب ، فإن الشعاع المحرف لمار بالنقطتين  $F'_E$  و  $F'_O$  في الشكل ١٠ - ١٧ يكون مثلثين قائمين متشابهين ، ويمكننا من هذين المثلثين أن نحصل على التناسب التالي :

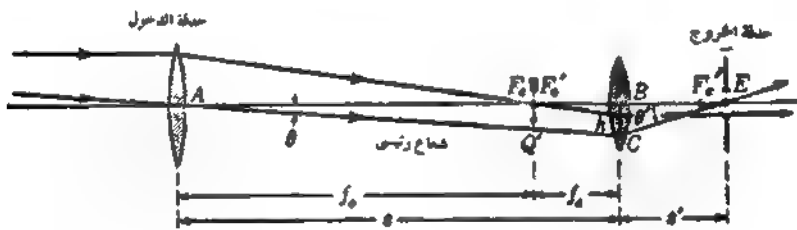
$$-\frac{f_O}{f_E} = \frac{D}{d}$$

ومنه نحصل على المعادلة البديلة التالية للتكبير الزاوى :

$$M = \frac{D}{d} \quad (10 - 11)$$

ومن ثم فإن قياس النسبة بين قطرى العدسة الشيئية وحدقة الخروج يمثل طريقة بسيطة مفيدة لتعيين تكبير التلسكوب . ويمكن إيجاد قطر حدقة الخروج بسهولة وذلك بضبط التلسكوب على ما لا نهاية ثم توجيهه نحو السماء . وبوضع لوح صغير من الورق الأبيض وتحريكه أماماً وخلفاً نحصل على قرص ضوئى محدد تماماً على اللوح . هذا القرص ، وهو يمثل حدقة الخروج يسمى عادة دائرة رامسدن . هذا ويمثل حجم حدقة الخروج بالنسبة إلى حجم حدقة العين أهمية كبيرة فى تعيين نصوع الصورة وقدرة تحليل الجهاز ( أنظر القسم ١٥ - ٩ ) .

الطريقة الثانية لقياس تكبير التلسكوب هى أن ننظر خلال التلسكوب بأحدى العينين وننظر فى نفس الوقت إلى جسم بعيد بالعين الأخرى مباشرة . بقليل من التمرين يمكننا أن نجعل الصورة الصغيرة المباشرة تتداخل مع الصورة المرئية فى التلسكوب ، وبذلك نحصل على مقارنة مباشرة للإرتفاعين النسبيين للصورة والجسم . ويتعين مجال الجسم فى حالة التلسكوب الفلكى بالزاوية المقابلة لفتحة العينية عند مركز الشيئية بعبارة أخرى نقول إن العدسة العينية هى مصدر المجال للنظام . وفى الشكل ١٠ - ١٧ نمثل الزاوية  $\theta$  زاوية نصف المجال ( القسم ٧ - ٨ ) .



شكل ١٠ - ١٧ : حدقة الدخول والخروج لتلسكوب فلكى .

## ١٠ - ١٤ العينات والعدسات العينية

بالرغم من أن أحد أنواع المكبرات البسيطة المبينة فى الشكل ١٠ - ١٠ يمكن أن يستخدم كعدسة عينية فى الميكروسكوب أو التلسكوب ، فإن من المعتاد تصميم مجموعات عدسات خاصة لكل جهاز معين . مثل هذه العدسات العينية تسمى

العينيات . وفي تصميم العينيات يمثل تصحيح الزيغ اللوني الجانبى أهمية قصوى ، لهذا السبب تختار معظم هذه العينيات على عدستين من نفس الزجاج تفصلهما مسافة تساوى نصف مجموع البعدين البؤريين للعدستين [ أنظر المعادلة ( ٩ - ٢٦ ) ] .

أشهر هذه العينيات المبنية على أساس هذا المبدأ يعرفان بعدسة هايجنز العينية وعدسة رامسدن العينية ( شكل ١٠ - ٨ ) . فى كلا هذين النظامين تسمى العدسة الأقرب إلى العين بعدسة العين وتسمى العدسة الأقرب إلى الشيئية بعدسة المجال .

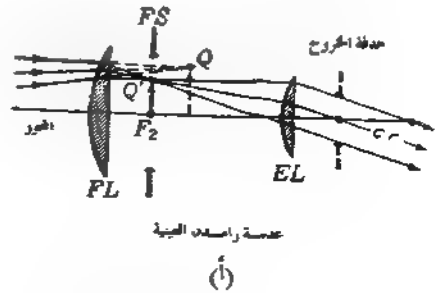
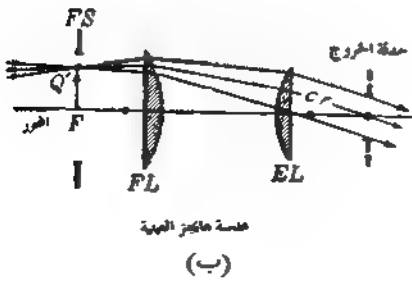
### ١٠ - ١٥ عدسة هايجنز العينية

فى هذا التصميم للعدسات العينية تصنع العدستان عادة من زجاج النظارات التاجى بنسبة بين البعدين البؤريين  $f_1/f_2$  تتراوح بين 1.5 و 4.0 كما هو مبين فى الشكل ١٠ - ١٨ (أ) ، لأشعة المنبعثة من جسم على الجانب الأيسر ( غير مبين فى الشكل ) متجمعة فى اتجاه نقطة الصورة الحقيقية  $Q$  عدسة المجال تكسر هذه الأشعة نحو الصورة الحقيقية  $Q'$  ، ومنها تنفرق الأشعة مرة أخرى لكى تنكسر فى عدسة العين لتخرج على هيئة حزمة متوازية ؛ فى معظم التلسكوبات تكون شيئية الجهاز هى حدقة دخول النظام بأكمله . ومن ثم فإن حدقة الخروج ، أو نقطة العين ، هى الصورة التى تكونها العدسة العينية للشيئية ، وهى تقع فى الموضع « حدقة الخروج » فى الشكل . الشعاع الرئيسى هنا يتقاطع مع محور العينية . وعادة يوضع مصد مجال FS فى النقطة البؤرية الأساسية  $Q$  لعدسة العين ؛ وإذا لزم إستخدام الشعرتين المتقاطعتين أو الشبيكة فإنها تتركب فى هذا المستوى . بالرغم من أن هذه العدسة العينية ككل مصححة بالنسبة إلى الزيغ اللوني الحانى ، فإن العدستين المنفصلتين ليستا كذلك ؛ فإن صورة الشعرتين المتقاطعتين أو الشبيكة المكونة بعدسة العين وحدها تعانى إلى حد كبير من التشوه واللوية . وتستخدم عدسة هايجنز العينية ذات الشبيكة فى بعض الميكروسكوبات ، ولكن الشبيكة فى هذه الحانة تكون صغيرة ومقصورة على مركز المجال . ومن جهة أخرى تنصص عدسة هايجرز العينية بعض الزيغ الكروى والإستجماتية وقدراً كبيراً نسبياً من اللوية الطولية وتشوه وسادة الدبابيس . وعموماً يكون تفرج العين ، أى المسافة بين عدسة العين وهذه العينية وحدقة الخروج صغيراً جداً إلى درجة غير مريحة .

## ١٠ - ١٦ عدسة رامسدن العينية

في هذا النوع من العدسات العينية تصنع العدستان من نفس نوع الزجاج ، ولكن بعديهما البؤريين هما متساويان . ولتصحيح اللون الجانبي يجب أن تكون المسافة بينهما مساوية للبعد البؤري . وحيث إن المستوى البؤري الأول للنظام منطبق على عدسة المجال ، فإن الشبيكة أو الشعرتين المتقاطعتين يجب أن توضعاً في هذا المكان . هذا أمر مرغوب فيه تحت هذه الظروف ، ولكن حقيقة أن أى دقائق غبار موجودة على سطح العدسة تظهر واضحة وحادة تماماً هو سمة غير مرغوب فيها . للتغلب على هذه الصعوبة تقرب العدستان قليلاً إحداهما من الأخرى ، وبذلك يتحرك المستوى البؤري أماماً مع التضحية ببعض التصحيح اللوني الجانبي .

مسارات الأشعة خلال عدسة رامسدن العينية موضحة في الشكل ١٠ - ١٨ (ب) . الصورة المكونة بواسطة الشبيكة ( غير مبيّنة بالشكل ) تقع في النقطة البؤرية الأولى  $F$  ، وهنا بالذات يوضح مصدر المجال FS والشبيكة أو الشعرتان المتقاطعتان عادة . بعد الانكسار خلال العدستين تخرج الأشعة متوازية وتصل إلى العين عند حدقة الخروج أو بالقرب منها . وفيما يتعلق بالزيوغ ، تحتوى عدسة رامسدن العينية على قطر أكبر من اللون الجانبي بالمقارنة بعدسة هايجنز العينية ، ولكن اللون الطولى هنا يمثل حوالى نصف قيمته فقط في عينية هايجنز . كذلك فهي تحتوى على خمس الزيغ الكروى وحوالى نصف التشوه ، ولا تحتوى على أية طفافوة إطلاقاً . الميزة الهامة الأخرى لهذه العدسة العينية بالمقارنة بعينية هايجنز هي أن تفرج العين هنا أكبر مقدار 50% .



شكل ١٠ - ١٨ : عدسات عينية شائعة تستعمل في الأجهزة البصرية .

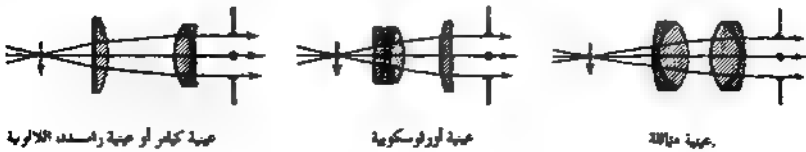
## ١٠ - ١٧ عدسة كيلنر العينية أو عدسة رامسدن اللالونية

نظراً للخصائص الممتازة لعدسة رامسدن العينية أجريت محاولات عديدة لتحسين عيوبها البصرية . هذا الزيج يمكن حذفه تماماً تقريباً بعمل عدسة العين في صورة ثنائي ملصق ( شكل ١٠ - ١٩ ) . وتستخدم مثل هذه العدسات العينية عادة في المنظار ثنائي العينية ذي المنشورين لأن الخصائص الزيفية لمنشوري بورو [ أنظر الشكل ٢ - ٣ (ب) ] تخلص المنظار تماماً من الكمية الضئيلة من اللون الجانبي وتقلل الزيج الكروي إلى حد معقول .

## ١٠ - ١٨ عدسات عينية خاصة

تتمتاز العدسة العينية الأورثوسكوبية المبينة في الجزء الأوسط من الشكل ١٠ - ١٩ بمجالها الواسع وتكبيرها العالى . وتستخدم هذه العدسة عادة في التلسكوبات عالية القوى وأجهزة تعيين المرمى . وقد اشتق اسمها من خلوها من التشوه وهو الخاصية المميزة للنظام . والعدسة العينية المتماثلة المبينة في الجزء الأيمن من الشكل ١٠ - ١٩ تمتاز بأن لها فتحة أكبر مما لعدسة كيلنر العينية عند تساويهما في البعد البؤرى . هذا يعطى مجالاً أوسع بالإضافة إلى تفرج العين الطويل ؛ لهذا تستخدم هذه العينية كثيراً في مهداف البنادق . ويجب أن يكون خطر قصر تفرج العين واضحاً لنا نظر لإرتداد البندقية عن الإطلاق .

حيث إن الزيج اللوني الجانبي ، علاوة على الزيوغ للعدسة العينية ، يتأثر بتغير المسافة الفاصلة بين العدستين ، تزود بعض العينية بوسائل تتيح ضبط هذه المسافة لذلك تزود بعض الميكروسكوبات بمجموعة من مثل هذه العينية المعادلة . وهو ما يسمح بمعادلة التصحيح التحتى للون الجانبي في أية شئية بتصحيح فوق للعدسة العينية .



شكل ١٠ - ١٩ : ثلاث أنواع من العدسات العينية اللالونية .

## ١٠ - ١٩ المنظار ثنائى العينية المنشورات

المنظار ثنائى العينية ذو المنشورات هو فى الحقيقة تلسكوبين متطابقين مركبين حساً إلى جنب ، يخصص واحد منهما لكل عين . ويوضح الشكل ١٠ - ٢٠ مثل هذا الجهاز بعد قطع غلافه لتوضيح الأجزاء الداخلية . الشبييتان هما عبارة عن زوجين ملتصقين لا لونيين ، والعينيتان هما عدستا كيلتر أو عدستا رامسدن لا لونيتين . الخطوط المقطعة تبين مسير شعاع محورى خلال زوج من منشورات بورو . المنشور الأول يقلب الصورة والثانى يدير يمينها يساراً ، وبذلك تتكون الصورة فى الوضع المناسب . كذلك فإن مضاعفة مسير الأشعة الضوئية له ميزة فى أنه يسمح باستخدام شبيئية ذات بعد بؤرى طويل فى أنبوبة قصيرة ، وهو ما يؤدى إلى زيادة التكبير .

هناك أربع سمات عامة تساهم فى عمل منظار جيد : (١) التكبير ، (٢) مجال المنظر ، (٣) قوة تجميع الضوء (٤) الحجم والوزن . فى حالة المناظير التى تحمل باليد يتراوح التكبير عادة بين خمسة وثمانية . ولا يخفى أن إستعمال مناظير ذات تكبير أقوى من 8 أم مستحب ، ولكن ذلك يتطلب حوامل قوية لكى تظل العدسات ثابتة . وإذا قل التكبير عن 4 فإن زيوع العدسات تلغى ميزة التكبير بحيث يصبح من الأفضل للشخص العادى إستعمال عينية بدون أية وسيلة مساعدة . ويتحدد مجال المنظر بفتحة العدسة العينية ويجب أن يكون أكبر ما يمكن . وبالنسبة لمنظار تكبير سعة يعتبر مجال جسم قدره "١" كافياً لأن نفس المجال يتسع فى العدسة العينية إلى ما يزيد عن  $6^\circ \times 7^\circ$  أو  $42^\circ$

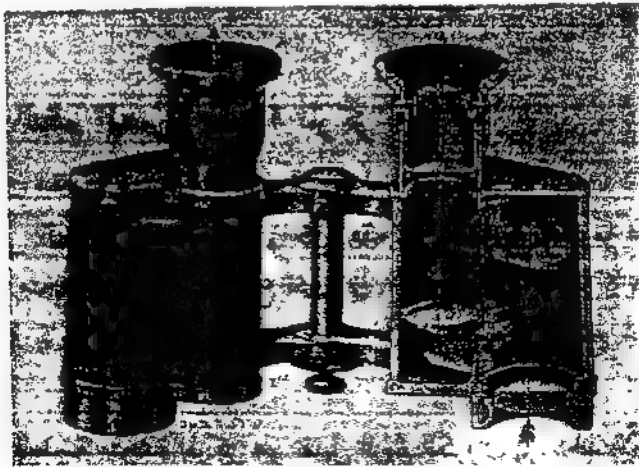
قطر العدستين الشبيتين يحدد قوة تجميع الضوء . ويصبح كبر القطر هاماً فى المساء فقط حيث يكون الضوء غير ساطع . وإذا كانت مواصفة المنظار ثنائى العينية هى  $30 \times 6$  فإن ذلك يعنى أن تكبيره هو ، وأن القطر الفعال للعدستين الشبيتين هو  $30.0 \text{ mm}$  ، ١ تعنى المواصفة  $50 \times 7$  أن تكبير المنظار 7 وأن قطر الشبيتين  $50.0 \text{ mm}$  . وبالرغم من أن المنظار الأحبر ممتاز للإستعمال النهارى أو الليلي فإنه أكبر كثيراً من مناظير الإستعمال النهارى ذات مواصفة  $30 \times 6$  أو  $30 \times 8$  ، بمعنى أن الأخيرين أنفع كثيراً للإستعمال النهارى العادى .

هذا ويتحدد حجم مجال النظر بقطرى عدستى المجال والعين فى المنظار ثنائى العينية EL, FL فى الشكل ١٠ - ١٩ ) .

## ١٠ - ٢٠ نظام كيلنر - شميدت البصرى

يتركب نظام كيلنر - شميدت البصرى أساساً من مرآة كروية مقعرة وعدسة مصححة التكوير كما هو مبين فى الشكل ١٠ - ٢١ . وقد ابتكر كيلنر هذا النظام البصرى وسجله كإختراع فى عام ١٩١٠ بإعتباره مصدراً على الكفاءة للضوء المتوازى . بعد ذلك بسنوات قدم شميدت هذا النظام بإعتباره كاميرا سريعة ، ومنذ ذلك الحين أصبح معروفاً بإسم كاميرا شميدت . وبالرغم من أن شميدت كان أول من أكد على أهمية وضع اللوح المصحح فى مركزا إنحناء المرآة ، فإن كيلنر قد وضعه فى الرسم التخطيطى لإختراعه فى ذلك المكان بالذات .

الغرض من العدسة هو كسر الأشعة الساقطة فى تلك الإتجاهات التى تضمن تجمعها بعد الإنعكاس على المرآة الكروية فى نقطة واحدة تقع فى النقطة البؤرية F . إذن ، هذا اللوح المصحح يزيل الزيغ الكروى للمرآة . وإذا وضعت العدسة فى مركز إنحناء المرآة ، فإن الأشعة المتوازية التى تدخل النظام صانعة زوايا كبيرة مع المحور سوف تتجمع فى بؤرة جيدة نسبياً فى نقط أخرى مثل F' ونشير هنا أن السطح البؤرى لمثل هذا النظام كروى ويقع مركز إنحنائه فى النقطة C .



شكل ١٠ - ٢٠ . صورة للمنظار ثنائى العينية ذو المنشورات وتظهر فيها العدستان ومنشور الإنعكاس الكل

يمتاز هذا النظام البصرى بالعديد من الخصائص المدهشة والنافعة . أولاً ، إذا وضع فيلم صغير فى المركز أو فيلم أكبر يوضع منحنيًا بحيث يتوافق مع السطح البؤرى ، فإن هذا النظام يعمل ككاميرا سريعة جداً يمكن أن تصل سرعتها إلى  $f/0.5$  لهذا السبب يستخدم الفلكيون نظام شميدت للحصول على صور فوتوغرافية للنجوم أو المذنبات الخافتة . لنفس هذا الأسباب تستخدم نظم شميدت فى أجهزة الاستقفا التلفزيونى لإسقاط صور صغيرة من أنبوبة أشعة الكاثود على ستار أكبر نسبياً . فى هذه الحالة تقوس شاشة أنبوبة أشعة الكاثود على شكل سطح بؤرى بحيث ينعكس الضوء من الصورة بواسطة المرآة ويمر خلال العدسة المصححة إلى شاشة المشاهدة .

وإذا وضعت مرآة محدبة مفضضة فى الموضع  $FF'$  سوف تكون الأشعة الآتية من أى مصدر بعيد والداخلية إلى النظام صورة نقطية على السطح البؤرى ، وبعد انعكاسها سوف تخرج مرة ثانية كحزمة متوازية فى نفس اتجاه المصدر تماماً . وعندما يستخدم الجهاز بهذه الطريقة فإنه يسمى ميزاء ذاتى . وإذا غطى السطح البؤرى بطبقة رقيقة من صبغة فلورية فإن الضوء فوق البنفسجى الآتى من مصدر بعيد سوف يكون بقعة ساطعة فى نقطة ما على  $FF'$  ، وعندئذ سوف يخرج الضوء الأبيض المنبعث من هذه النقطة فى اتجاه المصدر فقط . فإذا صنع ثقب فى مركز المرآة الكبيرة ووضعت عدسة عينية خلفها لرؤية الستار الفلورى فإن أى مصدر للضوء فوق البنفسجى يمكن رؤيته كمصدر للضوء المرئى . بهذه الطريقة فى الإستعمال يصبح الجهاز تلسكوباً فوق بنفسجى سريع واسع الزاوية .

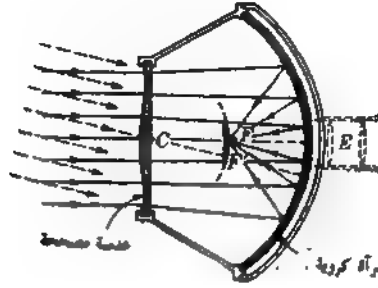
## ١٠ - ٢١ النظم البصرية متحدة المركز\*

إن التطورات الحديثة فى مجال إبتكار وإستخدام النظم البصرية متحدة المركز تبين على الأقل الخصائص البصرية المدهشة لها . مثل هذه النظم توجد عموماً على هيئة مرآة مقعرة وعدسة متحدة المركز من النوع المين فى الشكل ٥ - ٩ . وكما هو واضح من الرسم ، وأيضاً كما هو مبين فى الشكل ١٠ - ٢٢ ، جميع الأسطح لها مركز إنحناء مشترك C .

الهدف من العدسة متحدة المركز هو تقليل الزيغ الكروى إلى الحد الأدنى . لتعرف الآن على مبادئ هذا النظام . الأشعة المائلة المارة خلال العدسة تنكسر مبتعدة عن المحور

\* A. Bouwers, "Achievements in Optics," Elsevier Press, Inc., Houston, Tex., 1950.

ويمكن ( بالإختيار المناسب لنصفى قطرى العدسة ومعامل إنكسارها وسمكها ) ، أن



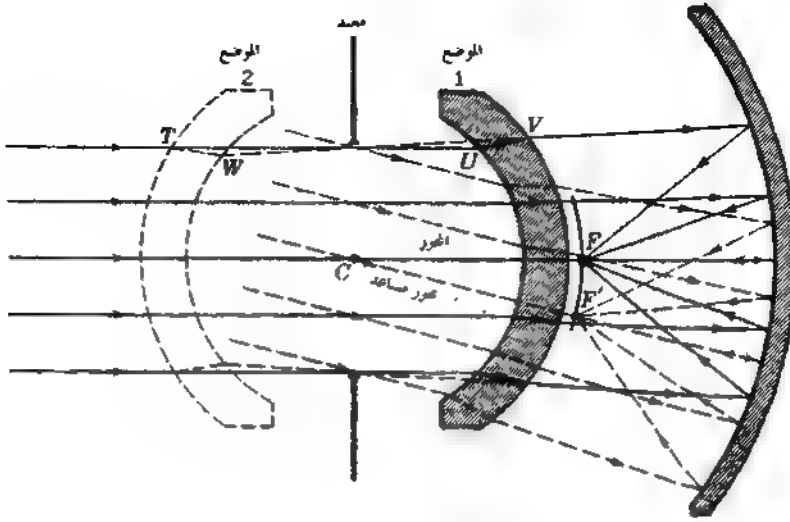
شكل ١٠ - ٢١ : نظام كيلز - هيدت البصرى .

نجعلها تقطع المحور فى النقطة البؤرية المحورية  $F$  . وحيث إن أى شعاع مار بالنقطة  $C$  يمكن إعتباره كمحور ، إذن السطح البؤرى سيكون أيضا سطحاً كروياً نصف قطرة إنحنائه هو  $C$  . وفى بعض التطبيقات تختار العدسة بحيث يكون سطحها الخلفى هو السطح البؤرى .

حيث أن كلا المستويين الرئيسيين للعدسة المتحدة المركز منطبقان مع المستوى المار بالنقطة  $C$  والعمودى على الشعاع المحورى لأى حزمة ، فإن الأمر يصبح كما لو كان اللوح المصحح هو عدسة رقيقة فى الموضع  $C$  وموجهة بالزاوية المناسبة لجميع الحزم المتوازية الساقطة .

وحيث أنه ليس هناك أشعة مائلة أو سهمية فإن النظام يكون خاليا من الطفاوة واللااستجمية . وبمجرد معرفة كيفية تكون صورة أى جسم نقطى محورى يصبح العمل لكامل للنظام معروفاً . وهنا نكمن الميزة الأساسية للجهاز بالمقارنة بنظام كيلز - شيدت . ذلك أن الزيوغ اللونية الناتجة من العدسة تظل صغيرة دائما طالما كان البعد البؤرى طويلاً بالمقارنة بالبعد البؤرى للعدسة ، وهذه هى الحال دائما تقريبا .

يمكننا أن نرى من الشكل بعض السمات الهامة الأخرى للنظام متحد المركز . أولاً ، النقص فى نصوع الصورة نتيجة لزيادة زاوية السقوط صغير بدرجة غير عادية . ثانياً ، يمكن وضع العدسة المصححة أمام  $C$  ، وفى الموضع 2 ؛ وفى هذه الحالة يتحقق نفس



شكل ١٠ - ٢٢ : النظام البصري متحد المركز .

الأداء البصري للجهاز تماماً . وأخيراً ، يمكن وضع مرآة محدبة متمركزة في منتصف المسافة بين العدسة والمرآة تقريبا . عندئذ يمكن للضوء المعكس أن يتجمع في بؤرة بعد مروره خلال ثقب في مركز المرآة الكبيرة . هذا الترتيب الأخير ، بالإضافة إلى خصائص أخرى ، يصنع نظام شبيبة ممتازة للميكروسكوب العاكسي .

في الوقت الحاضر يستخدم نظام كيلنر - شميدت البصري والنظم البصرية متحدة المركز في كثير من الأجهزة البصرية عالية الدقة . وقد ابتكرت مخبرات بحوث القوات المسلحة نظاماً من هذا النوع يستخدم الضوء فوق البنفسجي والمرئي ونحت الأحمر لتتبع القنائف وإرشاد المركبات الفضائية في رحلة العودة . كذلك توجد الآن بالأسواق شبيبات تصوير مقربة وتلسكوبات صغيرة رائعة ، وجميعها مبني على أساس نظام كيلنر - شميدت والنظام البصري متحد المركز\* .

\* See J. J. Villa, Catadioptric Lenses, Opt. Spectra, March 1968, p. 57.

## مسائل :

١٠ - ١ : بلية من الزجاج الصافي على شكل كرة قطرها 2.0cm تماماً . إذا كان معامل إنكسار الزجاج 1.5250 ، أوجد بالحساب (أ) بعدها البؤري ، (ب) قوة تكبيرها ، (ج) بعدها البؤري الخلفي ، (د) موضع نقطتها الرئيسية الثانوية . (هـ) حل الأجزاء السابقة تخطيطياً .

١٠ - ٢ : صنع مكبر من عدستين مستويتين رقيقتين البعد البؤري لكل منهما 2.5cm والمسافة بينهما 1.5cm بحيث يواجه سطحاهما المحدبان كل منهما الآخر ( أنظر الشكل ١٠ - ٨ ب ) . طبق معادلات جاوس لإيجاد (أ) البعد البؤري ، (ب) قوة التكبير ، (ج) البعد البؤري الخلفي ، (د) موضع النقطة الرئيسية الثانوية . (هـ) حل ما سبق تخطيطياً .

١٠ - ٣ : صنعت عدسة زامسدن العينية من عدستين محدبتين مستويتين رقيقتين البعد البؤري لكل منهما 3.5cm والمسافة بينهما 2.5cm . بتطبيق صيغ العدسات الرقيقة ، أوجد (أ) بعدها البؤري ، (ب) قوة تكبيرها ، (ج) بعدها البؤري الخلفي .

١٠ - ٤ : تكون عدسة زامسدن العينية من عدستين رقيقتين البعد البؤري لكل منهما 36.0mm والمسافة بينهما 28.0mm . بتطبيق معادلات العدسات الرقيقة ، أوجد (أ) بعدها البؤري ، (ب) قوة تكبيرها ، (ج) بعدها البؤري الخلفي .  
الجواب : (أ) 29.46 mm + (ب)  $8.49 \times$  (ج) 6.55 mm

١٠ - ٥ : تكون عدسة هاينز العينية من عدستين رقيقتين مصنوعتين من نفس الزجاج وبعدهما البؤريان 2.5 cm + ، 1.50 cm + على الترتيب . فإذا وضعت هاتان العدستان بحيث تفصلهما مسافة معينة لتصحيح الزيغ اللوني ( أنظر القسم ٩ - ١٤ ) ، أوجد (أ) البعد البؤري للعدسة المذكورة ، (ب) التكبير ، (ج) البعد البؤري الخلفي لها . (د) ارسم رسماً تخطيطياً بمقياس رسم مناسب .

١٠ - ٦ : ميكروسكوب ذو عينة  $15 \times$  وشيئة بعدها البؤري 4.5 mm + . ما هو التكبير الكلي إذا كانت الشيئة تكون صورتها على بعد 1.6 cm خلف مستواها البؤري الثانوي ؟

١٠ - ٧ : ميكروسكوب مرود بعينة بعدها البؤري 12.0 cm وشيئة بعدها البؤري 3.20 إذا كانت الشيئة تكون صورتها على بعد 16.0 cm خلف مستواها البؤري الثانوي ، أوجد التكبير الكلي .

الجواب :  $1024 \times$

١٠ - ٨ : المسافة بين العدستين الشيئية والعينية في ميكروسكوب هي 200 cm ، والبعد

البؤرى للشيئية 7.00 mm وللعينية 5.0 cm . بمعاملة هاتين العدستين كعدستين رقيقتين ، أوجد (أ) المسافة بين الشيئية والجسم اللازم مشاهدته ، (ب) التكبير الطولى للشيئية ، (ج) التكبير الكلى إذا كانت الصورة النهائية تتكون في ما لا نهاية .

٩ - ١٠. البعدان البؤريان لشيئية ميكروسكوب وعينية هما 5.20 mm + ، 8.20 mm على الترتيب ، والمسافة الفاصلة بينهما 18.0 cm . بمعاملة هاتين العدستين كعدستين رقيقتين ، أوجد (أ) المسافة بين الشيئية والجسم المراد رؤيته ، (ب) التكبير الطولى الناتج بواسطة الشيئية ، (ج) التكبير الكلى إذا كانت الصورة النهائية تتكون في ما لا نهاية .

١٠ - ١٠. تلسكوب فلكى ذو شيئية قطرها 12.5 cm وبعدها البؤرى 85.0 cm . فإذا كان البعد البؤرى للعدسة العينية 2.50 cm وقطرها 1.50 cm ، أوجد (أ) التكبير الزاوى ، (ب) قطر حدقة الخروج ، (ج) زاوية مجال الجسم ، (د) زاوية مجال الصورة ، (هـ) تفرج العين .

الجواب : (أ) 34.0 (ب) 0.3676 cm (ج)  $0.491^\circ$  (د)  $16.70^\circ$  (هـ) 2.574 cm  
١١ - ١٠. تلسكوب فلكى صغير ذو شيئية بعدها البؤرى 40.0 cm + وقطرها 4.0 cm وعينية بعدها البؤرى 12.50 mm + وقطرها 10.0 mm . أوجد (أ) التكبير الزاوى ، (ب) قطر حدقة الخروج ، (ج) زاوية مجال الجسم ، (د) زاوية مجال الصورة ، (هـ) تفرج العين .

١٢ - ١٠. منظار ثنائى العينه يحتوى على عدستين شيتين ببعدهما البؤريان 26.50 cm وفتحتهما 65.0 mm ، وعينيتين ببعدهما البؤريان 25.0 mm وفتحتهما 12.50 mm . أوجد (أ) التكبير الزاوى ، (ب) قطر حدقتى الخروج ، (ج) زاوية مجال الجسم ، (د) زاوية مجال الصورة ، (هـ) تفرج العين ، (و) المجال على بعد قدرة 1000 m .





## الفصل الحادى عشر

### الإهتزازات والموجات

العالم من حولنا ملىء بالموجات . بعض هذه الموجات يمكننا أن نراه أو نسمعه ، ولكن حاستى البصر والسمع فى الانسان لا تستطيعان كشف الكثير منها . ففى العالم دون الميكروسكوبى أن الذرات والجزيئات تتكون من إلكترونات وبروتونات ونيوترونات وميزونات تتحرك كموجات داخل حدودها . وعند التأثير على هذه الذرات والجزيئات بالمشطات المناسبة فإنها تطلق موجات نسميها أشعة  $\gamma$  وأشعة X والموجات الصوتية والموجات الحرارية والموجات اللاسلكية .

وفى عالم الأجسام الماكروسكوبية الذى نعيش فيه تنتج موجات الماء والموجات الصوتية بواسطة كتل متحركة كبيرة الحجم . فالزلازل تنتج الموجات نتيجة للترحزح الفجائى للكتل الأرضية . كذلك تنتج موجات الماء بسبب حركة الرياح والسفن ، والموجات الصوتية هى نتيجة للحركة السريعة لمختلف الأجسام فى الهواء .

أى حركة تكرر نفسها فى فترات زمنية متساوية تسمى حركة موجية . وليس إرتجاج بندول الساعة واهتزازات فرعى الشوكة الرنانة والحركة الراقصة لكتلة معلقة فى الطرف السفلى لزنبرك ملتف إلا ثلاث أمثلة لهذا النوع من الحركة . وتعرف هذه الحركات وما يشبهها من الحركات الأخرى الكثيرة التى تحدث فى الطبيعة باسم الحركة التوافقية البسيطة (SHM) .

#### ١١ - ١ الحركة التوافقية البسيطة

تعرف الحركة التوافقية البسيطة بأنها مسقط نقطة بيانية تتحرك بسرعة منتظمة على محيط دائرة على أى قطر فى هذه الدائرة . هذه الحركة موضحة فى الشكل ١١ - ١ . هذا الشكل يمثل نقطة بيانية P تتحرك حول دائرة نصف قطرها a بسرعة

منظمة  $v$  . وإذا رسم عمود على المحور AP في كل لحظة زمنية فإن نقطة التقاطع P ، وتسمى النقطة الكتلية ، تتحرك حركة توافقية بسيطة SHM .

مع حركة النقطة الكتلية ذهابا وإيابا على الخط AB تتغير سرعتها  $v_x$  باستمرار . فإذا بدأت هذه النقطة حركتها من السكون من إحدى النقطتين الطرفيتين A أو B فإن السرعة تزداد باستمرار إلى أن تصل النقطة إلى C ، وهنا تبدأ السرعة في التناقص باستمرار إلى أن تصل إلى السكون عند الطرف الآخر للمسار . عندئذ تبدأ النقطة الكتلية رحلة العودة حيث تتكرر نفس هذه الحركة تماما ولكن بالعكس .

تعرف إزاحة أى جسم يتحرك حركة توافقية بسيطة بأنها المسافة من موضع التوازن C إلى النقطة P . وسوف نرى في الشكل ١١ - ١ أن الإزاحة  $x$  تتغير إلى المقدار من الصفر إلى قيمتها القصوى  $a$  ، نصف قطر دائرة الاسناد .

وهي الإزاحة القصوى  $a$  تسمى السعة ، والزمن اللازم لعمل إهتزاز واحد كامل يسمى زمن الدورة . فإذا بدأ الاهتزاز من B فإنه يكتمل عندما تتحرك النقطة الكتلية P إلى A ثم تعود مرة أخرى إلى B . وإذا بدأت النقطة الكتلية من C وتحركت إلى B ثم عادت إلى C فإن ذلك يعنى أنها أكملت نصف اهتزاز فقط . وتقاس السعة بالأمتار ، أو كسر المتر بالطبع ، بينما يقاس زمن الدورة بالثواني .

يعرف تردد الاهتزاز بأنه عدد الإهتزازات الكاملة لكل ثانية . فإذا أكمل جسم مهتز ما دورة واحدة في  $\frac{1}{4}$  s فإن زمن الدورة يكون  $T = \frac{1}{4}$  s وهذا يعنى أنه سوف يعمل ثلاث إهتزازات كاملة في  $\frac{1}{4}$  s وإذا كان جسم آخر يعمل 10 إهتزازات في 1 s ، فإن زمن دورته يكون  $T = \frac{1}{10}$  s . بأسلوب آخر نقول إن كلا من تردد الاهتزاز D وزمن الدورى يساوى كل منهما مقلوب الآخر :

$$\text{frequency} = \frac{1}{\text{period}} \quad \text{period} = \frac{1}{\text{frequency}}$$

وبالرموز الرياضية :

$$(1-11) \quad v = \frac{1}{T} \quad T = \frac{1}{v}$$

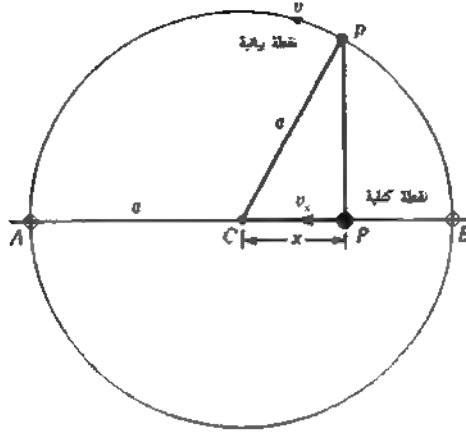
وإذا وصف إهتزاز جسم ما بدلالة النقطة البيانية P ، التى تتحرك في دائرة ، فإن التردد يعطى بعدد الدورات لكل ثانية :

$$(2-11) \quad 1 \text{ cycle/second} = 1 \text{ vibration/second}$$

والذى يسمى الآن هرتز

( ١١ - ٢ )

$$1 \text{ vib/s} = 1 \text{ Hz}$$



شكل ١١ - ١ : الحركة التوافقية البسيطة على الخط المستقيم AB .

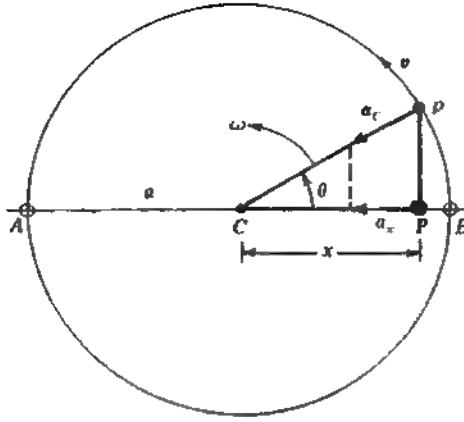
## ١١ - ٢ نظرية الحركة التوافقية البسيطة

في هذه النقطة سنعرض نظرية الحركة التوافقية البسيطة ونشتق معادلة لزمن دورة الأجسام المهتزة . نرى في الشكل ١١ - ٢ أن الإزاحة  $x$  تعطى بالعلاقة :

$$x = a \cos \theta$$

ونظراً لأن النقطة البيانية P تتحرك بسرعة ثابتة  $v$  فإن البعد القطبي  $a$  يدور بسرعة زاوية ثابتة بحيث تتغير الزاوية  $\theta$  بمعدل ثابت . بناء على ذلك :

هاينرش رودولف هرتز Heinrich Rudolf Hertz ( ١٨٥٧ - ١٨٩٤ ) فيزيائى ألماني ولد في هامبورج . وقد درس الفيزياء على هيلمهولتز في برلين ، وبناء على إقتراحه أولى هرتز اهتمامه في البداية إلى نظرية تماكسويل انطيسية الكهربائية . وقد أجرى هرتز بحوثه في مجال الموجات المغنطيسية الكهربائية ، والتي جعلت اسمه مشهوراً . و المجتمع الفيزيائى ، في معهد كارل لروه للتقنيات المتوعة بين عامى ١٨٨٥ و ١٨٨٩ . وكان استاذ الفيزياء بجامعة بون - بعد عام ١٨٨٩ - قام بإجراء بحوث تجريبية في مجال التفريغ الكهربائى في الغازات ، وكان على وشك أن يكتشف أشعة X التي اكتشفها رونتجن بعد ذلك بسنوات قليلة . وبوفاته السابقة لأوانها فقد العلم واحداً من حوارية الموهوبين .



شكل ١١ - ٢ : تعجيل أى كتلة متحركة حركة توافقية بسيطة  $a_c$  يتجه نحو موضع التوازن  $C$ .

( ١١ - ٤ )

$$x = a \cos \omega t$$

النقطة البيانية  $p$  ، المتحركة بسرعة قدرها  $v$  تدور دورة كاملة حول دائرة الاسناد في خلال زمن الدورة  $T$  ، أى أنها تقطع مسافة قدرها  $2\pi a$  في ذلك الزمن . والآن سنستخدم علاقة معروفة في الميكانيكا وهى التى تنص على أن الزمن يساوى المسافة مقسومة على السرعة ؛ من هذا نحصل على :

( ١١ - ٥ )

$$T = \frac{2\pi a}{v}$$

للحصول على السرعة الزاوية  $\omega$  للنقطة البيانية بدلالة زمن الدورة نجد أن :

( ١١ - ٦ )

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad \text{أو} \quad T = \frac{2\pi}{\omega}$$

من ناحية أخرى نعلم أن أى جسم متحرك في دائرة بسرعة منتظمة  $v$  يكون تعجيله جذب مركزي متجه نحو المركز ، وأن هذا التعجيل يعطى بالعلاقة :

( ١١ - ٧ )

$$a_c = \frac{v^2}{a}$$

وحيث أن هذا التعجيل  $a_c$  يغير إتجاه الحركة باستمرار فإن مركبته  $a_x$  في إتجاه نصف القطر ، أو المحور ، تتغير في المقدار وتعطى بالعلاقة  $a_x = a_c \cos \theta$  بالتعويض في المعادلة ( ١١ - ٧ ) نجد أن :

$$a_x = \frac{v^2}{a} \cos \theta$$

من المثلث القائم CPp يلاحظ أن  $\cos \theta = x/a$ ، وعملية فإن التعويض المباشر يعطينا :

$$a_x = \frac{v^2}{a^2} x \quad \text{أو} \quad a_x = \frac{v^2}{a} \frac{x}{a}$$

والآن ، يضرب طرقى المعادلة في  $a^2/v^2$  وأخذ الجذر التربيعى للطرفين نحصل على

$$\frac{a^2}{v^2} = \frac{x}{a_x} \quad \text{and} \quad \frac{a}{v} = \sqrt{\frac{x}{a_x}}$$

عند تعويض عن  $a/v$  في المعادلة ( ١١ - ٥ ) بالمقدار  $\sqrt{x/a_x}$  فإننا نحصل على علاقة الزمن الدورة أى SHM في الصورة :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{x}{a_x}}$$

فإذا كانت الإزاحة متجهة إلى يمين C فإن قيمتها تكون  $+x$ ، وإذا كان التمعيل متجهها إلى اليسار فإن قيمته تكون  $-x$ ، بالعكس ، عندما تكون الإزاحة متجهة إلى اليسار بالنسبة إلى C فإن قيمتها تكون  $-x$  ، وإذا كان التمعيل متجهها إلى اليمين فإن قيمته تكون  $+x$  لهذا السبب فإننا نكتب :

$$( ١١ - ٩ ) \quad T = 2\pi \sqrt{-\frac{x}{a_x}} \quad \bullet$$

### ١١ - ٣ إمتداد زنبرك ملفف

كتوضيح العلاقات التى تطبق عموماً على المصادر المهتزة سنتناول بعض التفصيل مسألة امتداد زنبرك ملفف ثم نتبع ذلك بدراسة إهتزازة بحركة توافقية بسيطة عندما تزال القوة التى نسب امتداده بشكل فجائى ( أنظر الشكل ١١ - ٣ ) .

وكتجربة عملية ، يوضع الدليل Q مقابل لأحد طرفى مسطرة مثرية . تطبيق الآن قوة قدرها 2.0 Newton (N) ، فيمتد الزنبرك مسافة قدرها 1.25 cm . وعندما تستخدم قوة قدرها 4.0 N فإن الامتداد الكلى يصبح 2.50 cm . واستخدام قوى قدرها 6.0N، 8.0N على الترتيب فإن المسافات الكلية المسجلة تكون كما هو مبين فى الجدول

. ١١ - ١

بتمثيل هذه النتائج بيانياً على ورقة رسم بياني سنحصل على خط مستقيم كما هو مبين في الشكل ١١ - ٤ . هذا الرسم البياني يعني أن القوة المسلطة  $F$  وإزاحة الزنبرك  $x$  يتناسب كل منهما مع الآخر تناسباً طردياً ، ومن ثم يمكننا أن نكتب :

$$F = kx \quad \text{أو} \quad F \propto x$$

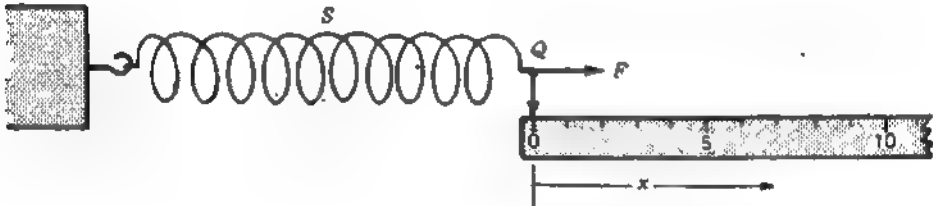
ثابت التناسب  $k$  هو ميل الخط المستقيم وهو مقياس لكرارة ( أو تيبس ) الزنبرك . وتحسب القيمة العملية للثابت  $k$  في هذه التجربة كالتالي :

$$k = \frac{F}{x} = \frac{10 \text{ N}}{0.0625 \text{ m}} = 160 \text{ N/m} \quad ( ١١ - ١٠ )$$

وكلما كان الزنبرك أكثر كرامة ( أو تيبساً ) ، كلما زادت قيمة ثابت الامتداد  $k$  .

في حدود هذه التجربة يمارس الزنبرك قوة مساوية مقداراً ومعاكسة إتجاهاً  $F -$  كرد فعل للقوة المسلطة  $F +$  . إذن ، بالنسبة للزنبرك  $F = kx$  - وبذلك يمكننا أن نكتب :

$$F = - kx \quad ( ١١ - ١١ )$$



شكل ١١ - ٣ : تجربة لقياس مسافة إمتداد زنبرك ملف  $S$  تحت تأثير قوى مختلفة القيمة

جدول ١١ - ١ : البيانات المسجلة لامتداد زنبرك ملف

$\frac{F}{\text{N}}$	$\frac{x}{\text{m}}$
0	0
2	0.0125
4	0.0250
6	0.0375
8	0.0500
10	0.0625

إن حصوله على خط مستقيم في الرسم البياني الموضح في الشكل ١١ - ٤ يبين أن إمتداد الزنبرك يتبع قانون هوك . هذه سمة عامة تقريبا لجميع الأجسام المرنة طالما لم يشوه الجسم تشوها دائما ، وهو ما يحدث إذا تعدت القوى المسلطة حد المرونة .

وحيث إن الشغل المبذول في إمتداد الزنبرك يُعطى بحاصل ضرب القوة في المسافة ، ونظرا لأن القوة هنا تتغير خطيا مع المسافة ، إذن

$$Work = \int F dx \quad (11 - 12)$$

وكما يمكننا أن نرى من الشكل ١١ - ٥ ، يعطى متوسط القوة بالمقدار  $\frac{1}{2}F$  . عند ضرب هذه القيمة في المسافة  $x$  التي تؤثر خلالها القوة فإننا نحصل على المساحة تحت المنحنى ، وهي تمثل قيمة الشغل المبذول†:

$$W = \frac{1}{2}Fx \quad (11 - 13)$$

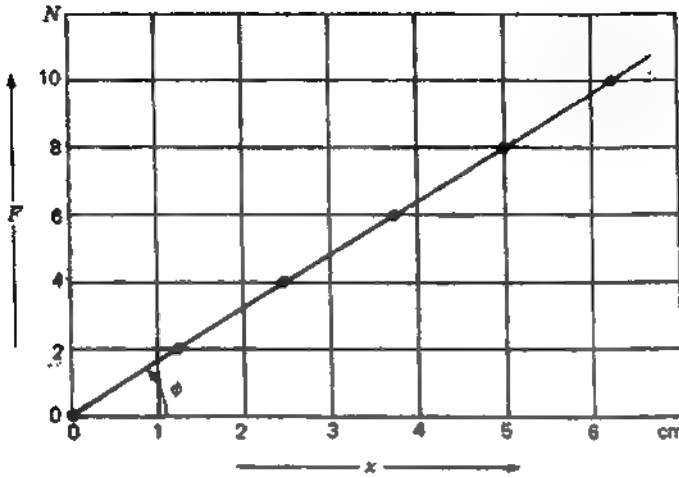
والآن ، إذا أبدلنا  $F$  بقيمتها المكافئة  $kx$  من المعادلة ( ١١ - ١٠ ) فإننا نحصل على :

$$W = \frac{1}{2}kx^2 \quad (11 - 14)$$

هذه العلاقة تبين أنه إذا إزداد إمتداد الزنبرك مرتين فإن الطاقة اللازمة ، أو المخزنة ، تزداد أربع مرات ، وأن زيادة الازاحة إلى ثلاث أضعافها تؤدي إلى زيادة الطاقة إلى تسع أضعاف .

• روبرت هوك Robert Hooke ( ١٦٣٥ - ١٧٠٣ ) معروف أساساً بأسهاماته البناءة في مجالات النظرية المرونة للصود والجذب العام والضغط الجوي . وقد وضع هوك أفكار فيزيائية كثيرة ، ولكن ما أكمله منها كان قليلاً . ولما لا شك فيه أن إنجازات هوك العملية كان يمكن أن تلقى شهرة أكبر لو أنه ركز جهوده في عدد أقل من الموضوعات . وكان هوك ذا مزاج إنفعالي سريع الغضب إلى درجة أنه شن هجوماً قاسياً على نيوتن وغيره من رجال العالم مدعياً أنه صاحب الأبحاث التي نشرها هؤلاء .

† معظم كتب الفيزياء الأولية تتضمن إثبات أن المساحة تحت المنحنى الذي يمثل العلاقة بين  $x$  ،  $F$  هي الشغل الكلي المبذول .



شكل ١١ - ٤ : النتائج العملية لتجربة إمتداد انسلك الزنبركي ، والموضحة في الشكل ١١ - ٣ . هذا توضيح لقانون هوك .

## ١١ - ٤ الزنبرك المهتز

جميع الأجسام الموجودة في الطبيعة مرنة ، ولكن بعضها أكثر مرونة من البعض الآخر . فإذا إستخدمت قوة مشوهة لتغيير شكل جسم ما بحيث لا يتغير شكله تغيراً دائماً ، فإن إزالة تلك القوة سوف تضع الجسم في حالة إهتزاز .

هذه الخاصية موضحة في الشكل ١١ - ٦ بكتلة قدرها  $m$  معلقة في الطرف السفلي لزنبرك . في الشكل (أ) إستخدمت قوة قدرها  $F$  لإطالة الزنبرك مسافة قدرها  $a$  . عند إزالة القوة المسلطة تتحرك الكتلة إلى أعلى وإلى أسفل في حركة توافقية بسيطة . في الشكل (ح) نرى أن  $m$  في أعلى نقطة وأن الزنبرك منضغط . وتقاس سعة الإهتزاز هنا بالمسافة التي إمتدها الزنبرك من موضع توازنه ، بينما تعطى دورة الاهتزاز  $T$  بالعلاقة :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (١١ - ١٥)$$

حيث  $k$  كزازة (أو تيبس) الزنبرك ،  $m$  كتلة الجسم المهتز . ونظراً لأن  $k$  و المقام ، فإن هذه المعادلة تبين أنه إذا إستخدم زنبرك أكثر كزازة فإن زمن الدورة يقل ،

بينما يزداد تردد الاهتزاز . أما إذا زادت الكتلة  $m$  فإن هذا يؤدي إلى زيادة زمن الدورة وتقص التردد .

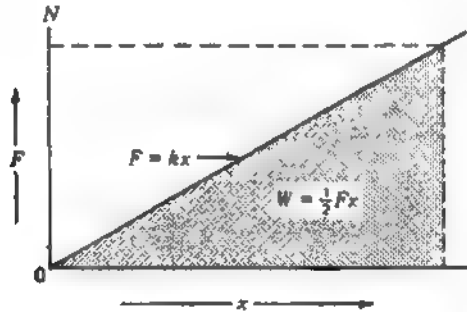
حيث أن إمتداد الزنبرك يتبع قانون هوك ، يمكننا تطبيق المعادلة ( ١١ - ١١ ) . وباستخدام معادلة القوة المعروفة في الميكانيكا :

$$F = ma$$

والتعويض عن  $F$  في المعادلة ( ١١ - ١١ ) بالمقدار  $ma$  ، فإننا نحصل على :

$$( ١١ - ١٦ ) \quad \frac{-x}{a} = \frac{m}{k} \quad ma = -kx$$

ومن ثم ، فإذا استعضنا عن المقدار  $-x/a$  بالمقدار  $m/k$  في المعادلة ( ١١ - ٩ ) فإننا نحصل على المعادلة ( ١١ - ١٥ ) .



شكل ١١ - ٥ : يعطى الشغل المبذول والطاقة المخزنة في السلك الممتد بالمساحة تحت الخط الهيالي الذي يمثل المعادلة  $F = kx$  .

مثال ١ . إذا عُلقت كتلة قدرها  $4.0 \text{ hg}$  في الطرف السفلي لزنبرك ملتف ، كما هو مبين في الشكل ١١ - ٦ ، فإنها تسبب إمتداده مسافة قدرها  $18.0 \text{ cm}$  فإذا أُطيل الزنبرك أكثر من ذلك ثم ترك حلياً فإنه سوف يهتز إلى أعلى وإلى أسفل في حركة توافقية بسيطة أوجد (أ) ثابت الزنبرك ، (ب) زمن الدورة ، (ج) التردد ، (د) الطاقة الكلية المخزنة في النظام المهتز .

الحل . الكميات المعطاه في نظام الوحدات mks هي  $m = 4.0 \text{ kg}$  ،  $x = 0.180 \text{ m}$  .

وتسارع الجاذبية هو  $g = 9.80 \text{ m/s}^2$

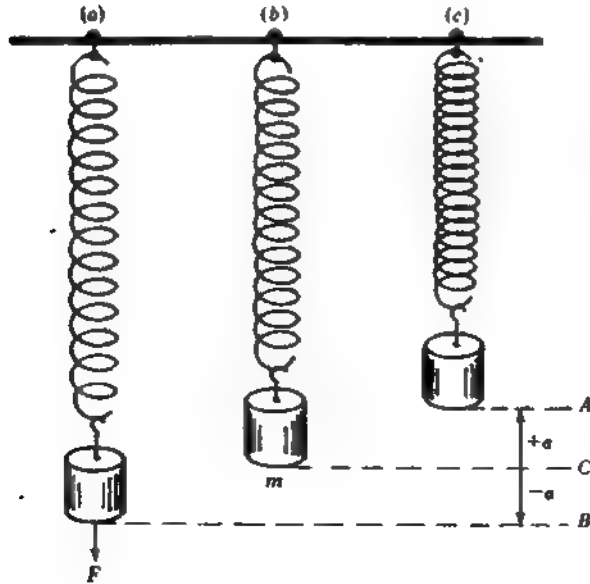
(أ) يمكننا استخدام المعادلة (١١ - ٧) والحل بالنسبة إلى قيمة  $k$  والتعويض عن الكميات المعروفة :

$$k = \frac{-F}{x} = \frac{4.0 \times 9.80}{0.180} = 217.8 \text{ N/m}$$

(ب) يمكننا استخدام المعادلة (١١ - ١٥) ، وبالتعويض المباشر عن الكميات المعروفة نحصل على :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{4.0 \text{ kg}}{217.8 \text{ N/m}}}$$

$$T = 0.852 \text{ s}$$



شكل ١١ - ٦ : هذا الشكل يوضح كتلة  $m$  معلقة في زنبرك ملتف في ثلاث مواضع أثناء اهتزازها إلى أعلى وإلى أسفل في حركة توافقية بسيطة .

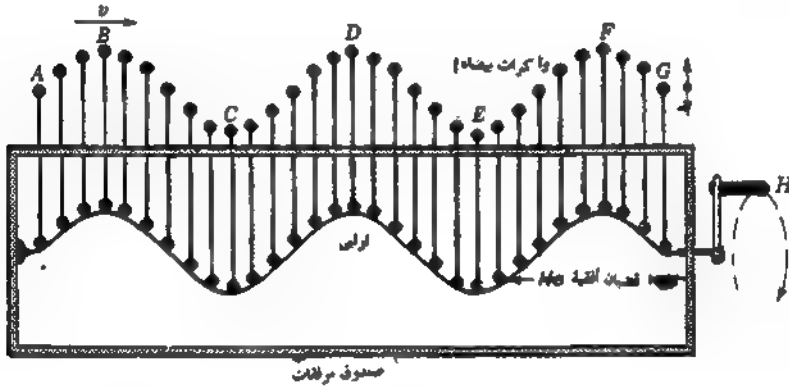
(ح) حيث إن التردد هو مقلوب زمن الدورة ، إذن :

$$v = \frac{1}{T} = \frac{1}{0.852} = 1.174 \text{ Hz}$$

(د) تعطى الطاقة الكلية المخزنة في النظام المهتز بالمعادلة (١١ - ١٤) . بالتعويض عن الكميات المعلومة نحصل على :

$$W = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}[(217.8)(0.180)^2] = 3.528 \text{ N m} = 3.528 \text{ J}$$

هذه الإجابة تقرأ هكذا « ثلاثة وخمسمائة وثمانية وعشرون من ألف جول »



شكل ١١ - ٧ : مكنة لتوضيح مفهوم الموجات المستعرضة .

## ١١ - ٥ الموجات المستعرضة

تصنف جميع الموجات الضوئية على أنها موجات مستعرضة . والموجة المستعرضة هي تلك الموجة التي يهتز كل جزء صغير من أجزائها على إستقامة خط يتعامد مع إتجاه الانتشار وتهتز جميع الأجزاء في نفس المستوى . ويوضح الشكل ١١ - ٧ مكنة موجات تستخدم الايضاح مفهوم الموجات المستعرضة . عندما تدار اليد H في إتجاه دوران عقارب الساعة تتحرك الكرات البيضاء الصغيرة المثبتة في الأطراف العلوية للقضبان الرأسية إلى أعلى وإلى أسفل في حركة توافقية بسيطة . ومع حركة كل كرة على

خط رأس يتحرك الشكل الموجى ABCDEFG إلى اليمين . وعندما تدار اليد في عكس اتجاه دوران عقارب الساعة يتحرك الشكل الموجى إلى اليسار . في كلتا الحالتين تؤدي كل كرة نفس الحركة بالضبط على خط إهتزازها ، والفرق الوحيد هو أن كل كرة تكون متأخرة قليلاً أو متقدمة قليلاً بالنسبة لجارتها .

عندما يهتز مصدر في حركة توافقية بسيطة فإنه يرسل موجات مستعرضة في الوسط المتجانس . ويكون المظهر العام لهذه الموجات كما هو مبين في الشكل ١١ - ٨ . وتسمى المسافة بين نقطتين متشابهتين على أى شكلين موجيين متتاليين بالطول الموجى  $\lambda$  . فمثلاً ، المسافة بين قيمتي موجة متتاليتين أو قرارى موجة متتاليتين تساوى طولاً موجياً واحداً .

في أية لحظة زمنية تعطى إزاحة  $y$  أية نقطة معينة على الموجة بالبعد الرأسى لتلك النقطة عن موضع توازنها . هذه الكمية تتغير باستمرار من + إلى - . الخ وتعطى سعة أى موجة بالحرف  $a$  في الشكل ١١ - ٨ ، وهى تعرف بأنها القيمة القصوى للإزاحة  $y$  .

يعطى تردد الرتل الموجى بعدد الموجات التى تمر بأية نقطة معينة أو تصل إليها في الثانية الواحدة وهو يقاس بالمهرتز أو الاهتزازات في الثانية . من تعريف التردد  $\nu$  والطول الموجى  $\lambda$  ، تعطى سرعة الموجات  $v$  بمعادلة الموجة التالية :

$$v = \nu \lambda \quad ( ١١ - ١٧ )$$

هذا يعنى أن طول الموجة الواحدة مضروباً في عدد الموجات في الثانية يساوى المسافة التى تقطعها الموجات في الثانية الواحدة .

## ١١ - ٦ الموجات الجيبية

أبسط أنواع الرتل الموجى هو ذلك النوع الذى تعطى فيه إزاحة جميع نقط الموجة  $y$  بجيب أو جيب تمام دالة تزداد زيادة منتظمة . هذا في الواقع يصف ما سميها بالحركة التوافقية البسيطة

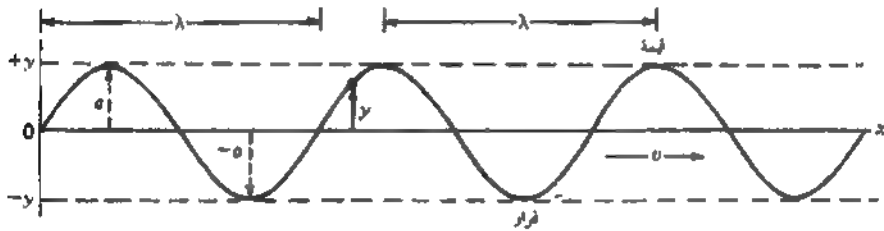
اعتبر الموجات المستعرضة التى تكون حركة جميع أجزائها عمودية على اتجاه الانتشار . عندئذ تعطى إزاحة أى نقطة على الموجة  $y$  بالعلاقة :

$$y = a \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \quad ( ١١ - ١٨ )$$

الشكل البياني لهذه المعادلة موضح في الشكل ١١ - ٩ ، ويجب أن يكون معنى الثابتين  $a$  ،  $\lambda$  واضحاً في ذهن القارئ . وليمكننا أن نجعل الموجة تتحرك إلى اليمين بسرعة  $v$  ندخل الزمن  $t$  كالتالى :

$$y = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - vt) \quad (١١ - ١٩)$$

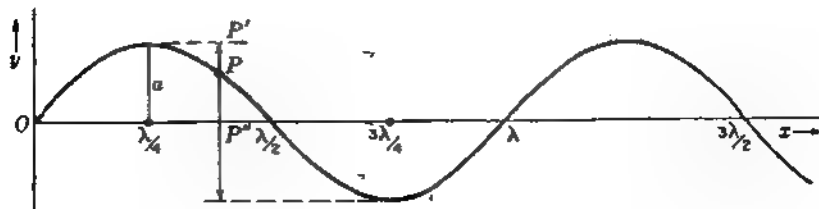
وهكذا فإن أى جسم على الموجة ، مثل  $P$  في الشكل ، سوف يتحرك حركة توافقية بسيطة وسوف يحتل المواضع المتتالية  $P, P', P'', P'''$  . الخ مع حركة الموجة .



شكل ١١ - ٨ : رسم تخطيطى لموجة مستعرضة ، تهتز في مستوى الصفحة ، يوضح الطول الموجى  $\lambda$  والسعة  $a$  والازاحة  $y$  والسرعة  $v$

زمن الاهتزاز الكامل الواحد لأية نقطة يساوى زمن اهتزاز أى نقطة أخرى . علاوة على ذلك فإن زمن الدورة  $T$  ومقلوبه ، وهو التردد  $\nu$  يعطيان بمعادلة الموجات ( ١١ - ١٧ ) :

$$v = \nu \lambda = \frac{\lambda}{T} \quad (١١ - ٢٠)$$



١١ - ٩ : شكل موجة جيبية في اللحظة  $t = 0$

وإذا عوضنا عن بعض هذه المتغيرات في المعادلة ( ١١ - ١٩ ) ، يمكننا أن نحصل على المعادلات التالية المفيدة في الحركة الموجبة عموماً :

$$( ١١ - ٢١ ) \quad \begin{aligned} y &= a \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \\ y &= a \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x}{v} \right) \\ y &= a \sin 2\pi v \left( t - \frac{x}{v} \right) \end{aligned}$$

## ١١ - ٧ زوايا الطور

توصف الازاحة اللحظية وإتجاه الإنتشار في الحركة الموجبة بتحديد موضع النقطة البيانية على دائرة الاسناد ( شكل ١١ - ١٠ ) . الزاوية  $\theta$  ، مقاسة من الإتجاه الموجب للمحور  $x$  في عكس إتجاه دوران عقارب الساعة ، تعين موضع النقطة البيانية وتسمى زاوية الطور . كمثال لذلك أعتبر نقطة تتحرك إلى أعلى وإلى أسفل على المحور  $y$  كما في الشكل ١١ - ١٠ في هذه الحالة يعطى موضع النقطة الكتلية  $P$  بمسقط النقطة البيانية  $P_1$  على المحور  $y$  . ومن المثلث القائم  $PP_1C$  في الشكل نجد أن :

$$( ١١ - ٢٢ ) \quad y = a \sin \theta$$

ونظراً لأن النقطة البيانية تتحرك بسرعة ثابتة  $v$  فإن السرعة الزاوية  $\omega$  تكون ثابتة كذلك ، لهذا يمكننا التعبير عن الزاوية  $\theta$  كالتالى :

$$\theta = \omega t$$

وبهذا يعطينا لتعويض في المعادلة ( ١١ - ٢٢ ) العلاقة التالية :

$$( ١١ - ٢٣ ) \quad y = a \sin \omega t$$

في اللحظة  $t = 0$  تكون النقطة البيانية في الموضع  $+p_0$  وتكون النقطة الكتلية في الموضع  $P_0$  فإذا أخذنا لحظة تالية أخرى تكون فيها النقطة الكتلية في الموضع  $p$  والنقطة البيانية في الموضع  $P$  فإننا يجب أن نحور المعادلة ( ١١ - ٢٣ ) بإضافة الزاوية  $\alpha$  كالتالى :

$$( ١١ - ٢٤ ) \quad y = a \sin (\omega t + \alpha)$$

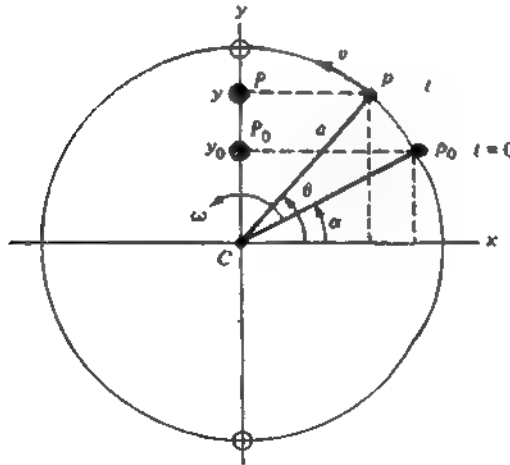
الزاوية  $\alpha$  هي مقدار ثابت وتسمى زاوية الطور الابتدائية . ومع حركة النقطة  $p$  حول الدائرة تزداد الزاوية  $\omega t$  بمعدل منتظم وتقاس دائماً من زاوية البداية  $\alpha$  الكمية الكلية الموجودة بين القوسين هي الزاوية الكلية مقاسة من الاتجاه الموجب للمحور  $+x$  .

من المعتاد التعبير عن جميع الزوايا بالمقياس النصف قطري وليس بالدرجات .

مثال ٢ . تهتز نقطة معينة في حركة توافقية بسيطة ذات زمن دورة قدره  $5.0s$  وسعة قدرها  $3.0\text{ cm}$  . إذا كانت زاوية الطور الابتدائية  $(60^\circ, \pi/3 \text{ rad})$  أوجد (أ) الازاحة الابتدائية ، (ب) الازاحة بعد زمن قدره  $12.0s$  خطط رسماً بيانياً .

الحل (أ) حيث إن النقطة البيانية تدور دورة كاملة في  $5.0s$  ، إذن السرعة الزاوية  $\omega$  هي  $2\pi$  في  $5.0s$  أو  $2\pi/5 \text{ rad/s}$  [ أنظر المعادلة ( ١١ - ٢٦ ) ] عند اللحظة  $t = 0$  يعطينا التعميض المباشر في المعادلة ( ١١ - ٢٤ ) ما يلي :

$$y = 3 \sin \left( \frac{2\pi}{5} 0 + \frac{\pi}{3} \right)$$



شكل ١١ - ١٠ . رسم تخطيطي لحركة توافقية بسيطة على المحور  $y$  يوضح دائرة الاستناد وزاوية الطور الابتدائية  $\alpha$  والسرعة الزاوية  $\omega$  والنقطة  $P$  في اللحظة  $t = 0$

(ب) بعد 12.0s ، يعطينا التعويض في المعادلة ( ١١ - ٢٤ ) ما يلي :

$$y = 3 \sin \left( \frac{2\pi}{5} 12 + \frac{\pi}{3} \right)$$

$$= 3 \sin \left( 4.8 \pi + \frac{\pi}{3} \right)$$

زاوية الطور الكلية  $4.8\pi + \pi/3$  تكافئ زاوية قدرها  $60^\circ + 864^\circ$  أو  $924^\circ$  وقياس هذه الزاوية من الاتجاه الموجب للمحور  $+x$  فإنها تضع النقطة البيانية على زاوية قدرها  $24^\circ$  تحت الجزء السالب من المحور  $-x$  على دائرة الاسناد . هذه الزاوية تعطى :

$$y = 3 (-0.407) \quad \sin 24^\circ = 0.407$$

أو

$$y = -1.220 \text{ cm}$$

التمثيل البياني لهذا المثال مبين في الشكل ١١ - ١١ حيث رسم الزمن على المحور الأفقي ورسمت الازاحة رأسياً لأول إهتزاز كامل ، أى لزمن قدره 5.0s . وقد رسمت الحركة إلى أعلى وإلى أسفل لتوضيح نقطة البداية وزاوية الطور الابتدائية والزمن الذى تصل فيه الحركة إلى أقصى وأدنى إزاحة وكذلك اللحظة التى تصل فيها الازاحة إلى الصفر . وترى الازاحة ، وقدرها  $a = 3.0$  ، بالقرب من الجانب الأيسر وهى تساوى نصف قطر دائرة الاسناد .

هناك طريقة مفيدة ومختصرة أخرى للتعبير عن معادلة الموجات التوافقية البسيطة وهى بدلالة التردد الزاوى  $\omega = 2\pi\nu$  وعدد الانتشار  $k = 2\pi/\lambda$  عندئذ تتحول المعادلة ( ١١ - ٢١ ) إلى الصورة :

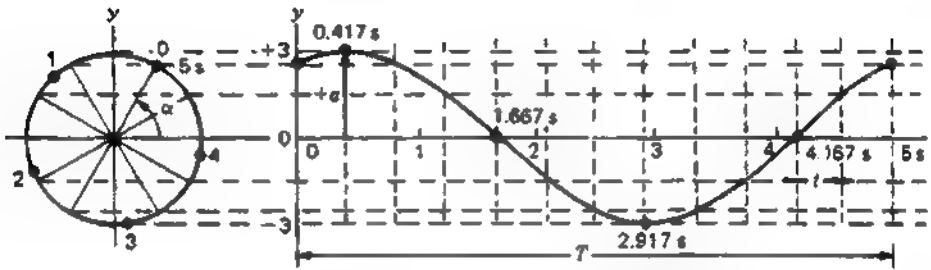
$$y = a \sin (kx - \omega t) = a \sin (\omega t - kx + \pi)$$

$$= a \cos \left( \omega t - kx + \frac{\pi}{2} \right)$$

ويجب أن يلاحظ أن إضافة مقدار ثابت إلى الكمية الموجودة بين القوسين لا يغير كثيراً في المدلول الفيزيائى لهذه الكمية وذلك لأن من الممكن حذف هذا الثابت بالإختيار المناسب لنقطة الصفر مقياس الزمن . ومن ثم يمكننا كتابة هذه المعادلات كالتالى :

$$( ٢٥ - ١١ ) \quad y = a \cos (\omega t - kx) \quad \text{and} \quad y = a \sin (\omega t - kx)$$

هاتان المعادلتان سوف تصفان الموجة الموضحة في الشكل ١١ - ٩ إذا ما طبق المنحى عن اللحظة:  $t = T/4$  و  $T/2$  على الترتيب بدلاً من تطبيقه عند اللحظة  $t=0$ .



شكل ١١ - ٩ . رسم تخطيطي للمثال

## ١١ - ٨ السرعة الطورية وسرعة الموجة

بإمكاننا الآن أن نذكر بشيء أكثر من التحديد ما هو هذا الشيء الذى يتحرك فعلاً مع موجة ما . يمكن تلخيص المناقشة السابق ذكرها فيما يتعلق بالشكل ١١ - ١١ بقولنا أن الموجة عبارة عن تحرك حالة بطور ثابت . هذه الحالة قد تكون قمة موجة مثلاً ، وهنا تكون قيمة الطور بحيث تعطى إزاحة قصوى إلى أعلى . وتسمى عادة سرعة حركة قمة الموجة بسرعة الموجة ؛ وأحياناً يستخدم المصطلح الأكثر دقة وهو السرعة الطورية . ويمكننا أن نثبت أن هذه الكمية هى نفسها المقدار  $v$  في معادلاتنا السابقة وذلك بإيجاد قيمة معدل تغير الاحداثى  $x$  مع ثبوت الطور. فإذا استخدمنا صورة الطور في المعادلة ( ٢٥ - ١١ ) فإننا نحصل من شرط ثبوت الطور على :

$$\omega t - kx = \text{const}$$

وتصبح سرعة الموجة كالتالى :

$$( ٢٦ - ١١ )$$

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$$

من الواضح أن وضع  $\omega = 2\pi\nu$  و  $k = 2\pi/\lambda$  في المعادلة السابقة يؤدي إلى المعادلة (١١ - ١٧) . وبالنسبة لموجة متحركة في الاتجاه السالب من المحور يأخذ الطور الثابت الصورة  $\omega t + kx$  وتكون سرعة الموجة هي  $v = -\omega/k$

يعتمد النسبة  $\omega/k$  لنوع معين من الموجات على الخواص الفيزيائية للوسط الذي تتحرك فيه الموجات وكذلك أيضاً بصفة عامة على ذات التردد  $\omega$  وفي حالة الموجات المرنة المستعرضة التي تكون فيها التشوهات الناتجة من تأثير القوى صغيرة جداً بحيث تخضع لقانون هوك لا تعتمد سرعة الموجة على التردد ، وتعطى بساطة بالمعادلة :

$$v = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (١١ - ٢٦)$$

حيث  $N$  معامل القص ،  $\rho$  الكثافة . ليس من الصعب اثبات هذه العلاقة ، فيمكننا أن نرى من الشكل ١١ - ١٢ أن اللوح ذا السمك الصغير  $\delta x$  يعاني قصاً بزاوية قدرها  $\alpha$  ؛ ومن المعلوم أن معامل القص هو النسبة بين الإجهاد والانفعال . وحيث أن الانفعال يقاس بالمقدار  $\alpha$  ، إذن :

$$\text{Strain} = \frac{\delta f}{\delta x}$$

حيث  $f$  دالة تعطى شكل الموجة في اللحظة المعنية . من ناحية أخرى يعرف الاجهاد بأنه القوة المماسية  $F$  المؤثرة على سطح اللوح لوحدة المساحة ؛ وطبقاً لقانون هوك فإن هذه القوة يجب أن تساوى حاصل ضرب معامل القص في الانفعال بحيث يكون :

$$\text{Stress} = F_x = N \frac{\delta f}{\delta x}$$

ونظراً لانحناء الموجة فإن الاجهاد يتغير مع  $x$  ، ومن ثم فإن القوة المؤثرة على الجانب الأيسر للوح لن تتزن تماماً مع القوة المؤثرة على جانب الأيمن . إذن ، القوة المحصلة لوحدة المساحة هي :

$$F_x - F_{x+\delta x} = \frac{\partial F}{\partial x} \delta x = N \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \delta x$$

الآن نطبق قانون نيوتن الثاني للحركة بمساواة هذه القوة بحاصل ضرب كتلة وحدة المساحة من اللوح في التعجيل :

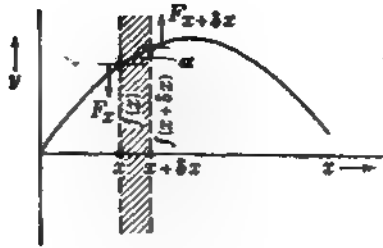
$$N \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \delta x = \rho \delta x \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$$

نظراً لإمكانية إستقطاب الموجات الضوئية ( الفصل الرابع والعشرون ) فإن هذه الموجات تعتبر موجات مستعرضة ، وقد أثبتت القياسات العملية أن سرعتها في الفراغ تساوى  $3 \times 10^{10}$  cm/s تقريباً . وإذا افترضنا أنها موجات مرنة ، كما كان يعتقد في القرن التاسع عشر ، فإن السؤال المنطقي الذى يُطرح هو : ما هو الوسط الذى نقدها ؟ للإجابة على هذا السؤال افترضت نظرية الوسط الجاسىء المرن القديمة أن الفراغ ملىء بسببه جسوءته إلى كثافته عالية ويسمى « الأثير » . وقد افترض أن كثافته تزداد في الأوساط المادية بسبب سرعته المنخفضة . ومع ذلك فهناك اعتراضات واضحة على هذه الافتراضات . فمثلاً ، بالرغم من مقاومة الأثير للتشوه القصوى ، وهذا ما كان يفترض نظراً لأن الموجات الضوئية مستعرضة ، فإن الأثير لا يسبب أية تأثيرات محسوسة على حركة الأجسام الفلكية . وقد اختفت جميع هذه الصعوبات عندما ابتكر ماكسويل النظرية المغناطيسية الكهربائية الحديثة للضوء ( الفصل العشرون ) . وهنا تسببدل الاراحة الميكانيكية لعناصر الوسط بتغير المجال الكهربائى ( أو الاراحة العزلية على وجه العموم ) عند النقطة المناظرة .

لقد نجحت نظرية الوسط الجاسىء المرن في تفسير عدد من خواص الضوء . كذلك هناك خطوط متوازية كثيرة في النظريتين ، بل أن جزءاً من رياضيات النظرية البدائية يمكن أن يكتب بدلالة متغيرات النظرية المغناطيسية الكهربائية بدون أية صعوبة . لذلك فإننا سنجد في كثير من الأحيان أن الأمثلة الميكانيكية مفيدة في تفهم سلوك الضوء . وفي الحقيقة فإن نوع الموجات المفترض لن يكون ذا أهمية تذكر في تفهم مادة الفصول السبعة التالية .

## ١١ - ٩ السعة والشدة

الموجات تنقل الطاقة من نقطة إلى أخرى ، وتسمى كمية الطاقة المارة في الثانية عبر وحدة المساحة في اتجاه عمودى على حركة الموجة بشدة الموجة . فإذا كانت الموجة نساب باستمرار بسرعة قدرها  $v$  فإن الوسط الذى تنساب فيه الموجة سيحتوى على كثافة طاقة معينة ، أو طاقة كلية معينة لوحدة الحجم . وحيث إن كل الطاقة الموجودة في عمود من الوسط مساحة مقطعة تساوى الوحدة وطوله يساوى السرعة  $v$  سوف تمر عبر وحدة المساحة في زمن قدره 1s فإن الشدة تعطى بحاصل ضرب السرعة  $v$  في كثافة الطاقة . من جهة أخرى يتناسب كل من كثافة الطاقة والشدة طردياً مع مربع



شكل ١١ - ١٢ : المبادئ الهندسية والميكانيكية للقوى الناتجة من موجة مستعرضة .

السعة ومربع التردد . لإثبات هذا الافتراض بالنسبة للموجات الجيبية في وسط مرن يلزمنا فقط تعيين الطاقة الاهتزازية لجسيم واحد يتحرك حركة توافقية بسيطة .

اعتبر مثلاً الجسيم  $P$  في الشكل ١١ - ٩ . في اللحظة التي رسم لها هذا الشكل يكون الجسيم متحركاً إلى أعلى وتكون له طاقة حركة وطاقة وضع بعد زمن قليل سوف يحتل الجسيم الموضع  $P'$  ؛ وهنا يصبح الجسيم ساكناً لحظياً ، وتكون طاقة حركته صفراً وطاقة وضعه أقصى قيمة . وعندما يتحرك الجسيم فيما بعد إلى أسفل فإنه يكتسب طاقة حركة ، بينما تتناقص طاقة الوضع بحيث تظل الطاقة الكلية ثابتة . وحينما يصل الجسيم إلى المركز ، عند  $P''$  ، تصبح طاقته كلها طاقة حركة . ومن ثم يمكننا إيجاد الطاقة الكلية أما بإيجاد طاقة الوضع القصوى عند  $P'$  أو طاقة الحركة القصوى عند  $P''$  ، ولكن الطريقة الأخيرة تعطي النتيجة المطلوبة بسهولة أكثر .

طبقاً للمعادلة ( ١١ - ٢٥ ) تتغير إزاحة أى جسيم معين مع الزمن طبقاً للعلاقة :

$$y = a \sin (\omega t - \alpha)$$

حيث  $\alpha$  هي قيمة  $kx$  لهذا الجسيم . وعليه ، فإن سرعة الجسيم تكون :

$$\frac{dy}{dt} = \omega a \cos (\omega t - \alpha) .$$

عندما تكون  $y = 0$  يتلاشى الجيب ويصبح جيب التمام أقصى ما يمكن . لهذا فإن السرعة تصبح  $-\omega a$  ، وتكون طاقة الحركة القصوى كالتالى .

$$\frac{1}{2} m \left[ \frac{dy}{dt} \right]_{\max}^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 a^2$$

وحيث إن هذه القيمة هي أيضاً الطاقة الكلية للجسيم وتناسب مع الطاقة لوحدة الحجم ، إذن :

$$\text{Energy density} \approx \omega^2 a^2 \quad (11 - 26 \text{ ب})$$

وهكذا فإن الشدة ، وتساوى هذه الكمية مضروبة في  $v$  ، تناسب أيضاً مع  $\omega^2, a^2$  .  
في حالة الموجات الكروية تناسب الشدة عكسياً مع مربع البعد عن المصدر . هذا ينتج مباشرة من حقيقة أن نفس كمية الطاقة يجب أن تمر عبر أى كرة يقع المصدر في مركزها ، وذلك بشرط ألا يكون هناك تحول للطاقة إلى أى صور أخرى . وحيث أن مساحة الكرة تناسب طردياً مع مربع نصف قطرها ، إذن هذا يعنى أن الطاقة لوحدة المساحة على بعد  $r$  من المصدر ، أو الشدة ، تناسب مع  $1/r^2$  ومن ثم فإن السعة تناسب مع  $1/r$  وعليه يمكننا كتابة معادلة الموجة الكروية كالتالى :

$$y = \frac{a}{r} \sin(\omega t - kr) \quad (11 - 26 \text{ ج})$$

حيث  $a$  هنا هي السعة على مسافة قدرها الوحدة من المصدر .

إذا تحول أى جزء من الطاقة إلى حرارة ، أى إذا كان هناك إمتصاص ، فإن سعة أو شدة الموجات المستوية لن تظل ثابتة ، ولكنها سوف تقل مع إنتقال الموجة خلال الوسط . بالمثل ، في حالة الموجات الكروية يكون معدل فقد الشدة أسرع مما هو معطى بقانون التربيع العكسى . وفي حالة الموجات المستوية يتناسب الكسر المفقود من الشدة  $dI/I$  أثناء عبور سمك متناهى الصغر  $dx$  من الوسط مع قيمة  $dx$  بحيث يكون :

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dx$$

للحصول على النقص في الشدة نتيجة عبور سمك محدود  $x$  تكامل المعادلة السابقة لنحصل

$$\int_0^x \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^x dx \quad \text{على :}$$

بإيجاد قيمتى هذين التكاملين المحدودين نجد أن :

$$I_x = I_0 e^{-\alpha x} \quad (11 - 26 \text{ د})$$

هذا القانون ينسب إلى كل من بوجير\* ولا ميرت<sup>+</sup> ، ولكننا سنسيمه هنا بالقانون الأنسي للإمتصاص . ويمثل الشكل ١١ - ١٤ رسماً بيانياً للشدة مقابل السمك طبقاً لهذا القانون في حالة وسط قيمة  $a$  له هي  $0.4 = \alpha$  ويمكن تحويل معادلات الموجات لآخذ الامتصاص في الاعتبار بضرب السعة في المعامل  $e^{-\alpha x}$  لأن السعة تتناسب مع الجذر التربيعي للشدة .

في حالة الضوء يمكن التعبير عن الشدة بالجول لكل متر مربع لكل ثانية فمثلاً ، شدة ضوء الشمس الساطعة بهذه الوحدات هي حوالي  $1.4 \times 10^3$  ومن الضروري هنا أن نعلم أن العين لا تتأثر بفيض الطاقة هذا بأكمله بل بحجزه . صغير فقط لذلك فإن الشدة كما هي معرفة سابقاً ليست مناظرة بالضرورة لأحاساس العين بالضوء ، لذلك وجد أنه من الأفضل التعبير عن الفيض الضوئي بالوحدات البصرية . ومع ذلك فإن الشدة والسعة وحدتان فيزيائيتان مختلفتان ، وطبقاً للنظرية الحديثة يجب التعبير عن السعة بالوحدات الكهربائية . وهكذا ، يمكننا أن نثبت بناء على المعادلات التي تستنتج في الفصل العشرين أن السعة في حزمة من ضوء الشمس ذات شدة تساوى القيمة السابقة ذكرها تمثل مجالاً كهربائياً شدته  $7.3 \text{ V/cm}$  ومجالاً مغناطيسياً مصاحباً شدته  $2.4 \times 10^{-7} \text{ tesla (T)}$

تقل سعة الموجة الضوئية دائماً مع المسافة ، وقد يكون معدل نقص السعة مع المسافة صغيراً أو كبيراً تبعاً لنوع الوسط الذي تسير فيه الموجة . لكن هناك حالة وحيدة فقط تظل فيها السعة ثابتة تقريباً وهي حالة انتقال الموجات المستوية في الفراغ ، ومثال ذلك انتقال الضوء المنبعث من النجوم في الفضاء الخارجي . ويمكننا افتراض أن قانون التريبيعى العكسي للشدة ينطبق على حالة المصدر الضوئي الصغير في الهواء عندما تكون المسافات المعنية أكبر من حوال عشر أضعاف البعد الجانبي للمصدر عندئذ يؤدي الحجم المحدود للمصدر إلى خطأ أقل من 0.1% في حساب الشدة ، كذلك يمكن إهمال الإمتصاص في الهواء بالنسبة للمسافات العملية . ومع ذلك فإذا كان السمك كبيراً فإن جميع المواد « الشفافة » تمتص جزءاً كبيراً من الطاقة ؛ وسوف نتعرض ثانية لهذا الموضوع ببعض التفصيل في الفصل الثاني والعشرين .

\* بيير بوجير Pierre Bouguer ( ١٦٩٨ - ١٧٥٨ ) استاذ الهندس جرافيا بجامعة الهافر .

جوهان لامبرت Johann Lambert ( ١٧٢٨ - ١٧٧٧ ) . فيزيائي وفلكي ورياضي ألماني كان يعمل أساساً في مجال الإشعاع الحراري . هناك قانون آخر يعرف دائماً بقانون لا ميرت وهو يعالج تغير الإشعاع المنبعث من سطح ما مع الزاوية .

F. W. Sears, "Principles of Physics," vol. 3, "Optics," 3d ed., chap. 13, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1948.

انظر على سبيل المثال

## ١١ - ١٠ التردد والطول الموجي

تتولد أية حركة موجية من مصدر مهتز ما ، وتردد الموجات يساوى تردد إهتزاز ذلك المصدر . عندئذ يعتمد الطول الموجي في وسط معين على سرعة الموجة في ذلك الوسط ، وطبقاً للمعادلة ( ١١ - ٢٠ ) يستنتج الطول الموجي بقسمة السرعة على التردد . وعند الانتقال من وسط إلى آخر يتغير الطول الموجي بنفس نسبة التغير في السرعة لأن التردد لا يتغير . فإذا تذكرنا أن الجبهة الموجية تمثل سطحاً ثابت الطور ، يجب أن يكون واضحاً لدينا أن أى جبهتين موجيتين مختلفتين لا بد أن تفصلهما مسافة تعادل عدداً معيناً من الموحات ، بصرف النظر عن أى تغير في السرعة . هذا يعنى أن أى شعاع بين مثل هذين السطحين لا بد أن يكون له نفس الطول بشرط أن يقاس هذا الطول بالأطوال الموجية في الأوساط المعنية .

العبارة السابقة تكافئ عند تطبيقها على الضوء قولنا بأن المسير البصرى واحد على طول جميع الأشعة المرسومة بين جبهتين موجيتين . وحيث أن الطول الموجي يتناسب مع السرعة ، إذن :

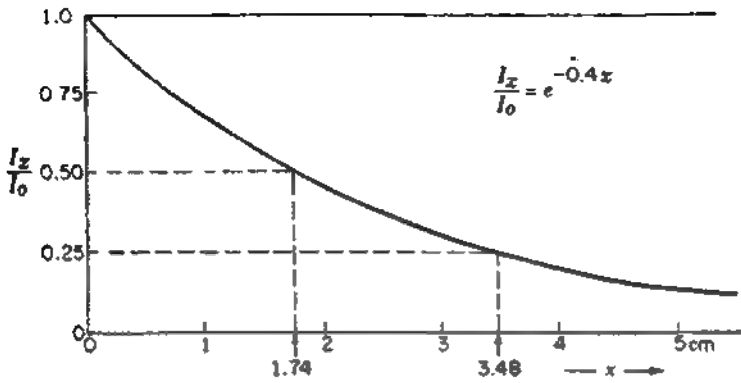
$$\frac{\lambda}{\lambda_m} = \frac{c}{v} = n$$

وذلك عند إنتقال الضوء من الفراغ ، حيث يكون طوله الموجي  $\lambda$  وسرعته  $c$  إلى وسط يكون الطول الموجي للضوء فيه  $\lambda_m$  وسرعته فيه  $v$  . إذن المسير الضوئى المناظر لمسافة قدرها  $d$  في أى وسط هو :

$$nd = \frac{\lambda}{\lambda_m} d$$

أو عدد الأطوال الموجية في هذه المسافة مضروباً في الطول الموجي في الفراغ . ومن المعتاد في علم البصريات والاسبكتروسكوبية الإشارة إلى الطول الموجي لاشعاع ما ، أى لخط طيفى معين مثلاً ، بإعتباره الطول الموجي لذلك الاشعاع في الهواء في الظروف العادية . وسوف نرمز لهذا الطول الموجي بالرمز  $\lambda$  . (بدون رمز سقلى ، وفيما عدا حالات نادرة يؤخذ هنا الطول الموجي على أنه يساوى الطول الموجي في الفراغ .

تمتد الأطوال الموجية للضوء المرئى بين حوالى  $4 \times 10^{-7} \text{ m}$  أو  $400 \text{ nm}$  للنهاية



شكل ١١ - ١٣ : الفقد اللوغاريتمي للشدّة في وسط ممتص .

البنفسجية البعيدة وحوالي  $7.2 \times 10^{-7} \text{ m}$  أو  $700 \text{ nm}$  للنهاية الحمراء العميقة . وكما أن الأذن تصبح غير حساسة للصوت فوق تردد معين ، فإن العين أيضاً تفشل في أن تستجيب للاهتزازات الضوئية التي يزيد ترددها عن النهاية البنفسجية البعيدة أو يقل عن النهاية الحمراء البعيدة . هذه الحدود تختلف بالطبع من فرد إلى آخر ، ومع ذلك فهناك ما يثبت أن معظم الأشخاص يستطيعون رؤية صور مكونة بالضوء الذي يصل طوله الموجي إلى  $300 \text{ nm}$  ، ولكن هذه هي حالة فلورية في العين . في هذه الحالة يظهر الضوء رمادياً مائلاً إلى الزرقة وهو غير ضار بالعين . ويعرف الإشعاع ذي الطول الموجي الأقصر من الطول الموجي المرئي بالضوء فوق البنفسجي ، وهو يمتد إلى طول موجي قدره حوالي  $5 \text{ nm}$  ، وهنا تبدأ منطقة أشعة  $\gamma$  وتمتد إلى  $6 \times 10^{-1} \text{ nm}$  الأطوال الموجية الأقصر من ذلك تمثل منطقة أشعة  $\gamma$  التي تنبعث من المواد ذات الفاعلية الإشعاعية على الجانب الآخر من منطقة الضوء المرئي ، وعلى الجانب طويل الطول الموجي ، تقع منطقة الضوء دون الأحمر الذي يمكننا أن نقول إنه يلتحم مع منطقة الموجات اللاسلكية عند طول موجي قدره حوالي  $1 \times 10^6 \text{ nm}$  ويوضح الشكل ١١ - ١٤ أسماء مختلف مناطق طيف الإشعاع الضوئي ، هذا بالرغم من علمنا بأنه ليس هناك خطوط فاصلة حادة بين المناطق المختلفة . وبالرغم من أن مدى الأطوال الموجية هائل حقاً فإن من المناسب استخدام نفس وحدات الطول للتعبير عن الأطوال الموجية ، ومن

ثم فإن الأطوال الموجية تقاس الآن بالنانومتر (nm) أو الأنجستروم (Å) (أنظر الملحق ٦) .

سوف نرى أن الضوء المرئي يغطي جزءاً من هذا المدى . وبالرغم من أن جميع هذه الاشعاعات متشابهة في طبيعتها وأنها تختلف في الطول الموجي فقط ، فإن مصطلح « الضوء » يمتد عادة ليعطي المنطقتين القريبتين من الضوء المرئي فقط وهما ، على وجه التحديد ، المنطقتان فوق البنفسجية ودون الحمراء . هذا ويلاحظ أن النتائج التي سوف نتوصل إليها بالنسبة للضوء مصححة أيضاً في مدى الإشعاع بأكمله ، ولكن هناك بالطبع فروقاً كيفية في السلوك بين الموجات الطويلة جداً والموجات القصيرة جداً ، وهذا ما سنوضحه عندما يلزم الأمر . ويراعى أن تقسيم الأشعاع إلى أنواع مختلفة مسألة شكلية بحتة وأن هذا يرجع في المقام الأول إلى أن توليد الأشعة والكشف عنها في المختبر يتم بطرق مختلفة . وهكذا فإن الأشعة دون الحمراء تبعث بغزارة من الأجسام الساخنة وتكشف باستعمال جهاز لقياس الطاقة كالترموبييل ، وتولد أقصر الموجات اللاسلكية بالتفريغ الكهربائي بين جسيمات معدنية دقيقة مغمورة في الزيت ويكشف عنها بالأجهزة الكهربائية . وفي عام ١٩١٧ أنتج نيكولز ونير موجات دون حمراء طولها الموجي  $4.2 \times 10^5 \text{ nm}$  وموجات لا سلكية يصل طولها الموجي إلى  $2.2 \times 10^5 \text{ nm}$  . لهذا يمكننا القول بأن هاتين المنطقتين متداخلتان ؛ هذا على أن نتذكر دائماً أن طبيعة هذين النوعين من الموجات واحدة . هذا الأمر صحيح كذلك بالنسبة للحدود الفاصلة بين مناطق الطيف المختلفة .

في الموجات الصوتية وغيرها من الموجات الميكانيكية يتغير الطول الموجي إذا كان المصدر يتحرك حركة إنتقالية . في هذه الحالة تقصر الموجات المنبعثة في إتجاه الحركة وتطول الموجات المنبعثة في الإتجاه العاكس ولكن سرعة الموجات نفسها لا تتغير ؛ نتيجة لذلك يستقبل المشاهد الساكن تردداً أكبر أو أصغر من تردد المصدر . وإذا كان المصدر ساكناً وكان المشاهد متحركاً فإن التردد سوف يتغير أيضاً ، ولكن لسبب مختلف . في هذه الحالة لن يكون هناك تغير في الطول الموجي ، ولكن التردد سوف يتغير نتيجة تغير السرعة النسبية للموجات بالنسبة للمشاهد . هاتان الحالتان تتضمنان نفس

\* أ ج أنجستروم H. J. Angstrom ( ١٨١٤ - ١٨٧٤ ) . استاذ الفيزياء بجامعة أوبسالا بالسويد .  
اشتهر هذا الفيزيائي بأطلس الطيف الشمسي الذي قام بإعداده ، والذي أستخدم لسنوات طويلة كمرجع لقيم الأطوال الموجية لمختلف الخطوط الطيفية .

التغير في التردد تقريباً إذا كانت سرعة الحركة واحدة في الحالتين ؛ هذا يشترط أن تكون سرعة الحركة صغيرة بالمقارنة بسرعة الموجات . هاتان الظاهرتان معاً تعرفان باسم ظاهرة دوبلر ، وهى تشاهد في حالة الصوت كتغيرات في طبقة الصوت .

لقد فسر دوبلر الألوان المختلفة للنجوم خطأً على أنه نتيجة لحركتها تجاه الأرض أو مبتعدة عنها . وحيث إن سرعة الضوء عالية جداً فإن أى تغير محسوس في اللون يتطلب أن يكون للنجم مركبة كبيرة جداً للسرعة في إتجاه خط الرؤية بالمقارنة بالسرعات المقاسة في إتجاه عمودى عليه وبالنسبة لمعظم النجوم تتراوح قيمة مركبة السرعة العمودية على خط الرؤية عادة بين  $10 \text{ km/s}$  و  $30 \text{ km/s}$  ، وقد تصل في حالات قليلة إلى  $300 \text{ km/s}$  . وحيث إن الضوء يسير بسرعة قدرها  $300,000 \text{ km/s}$  فإن الزحزحات المتوقعة في التردد يجب أن تكون صغيرة . علاوة على ذلك فإذا افترضنا بأن المشاهد أو المصدر متحرك لا يغير في الأمر كثيراً . لنفترض أن الأرض تتحرك مباشرة في إتجاه نجم ثابت بسرعة قدرها  $u$  عندئذ سوف يستقبل المشاهد عدداً قدره  $v/\lambda$  من الموجات بالإضافة إلى العدد  $v = c/\lambda$  الذى كان سيستقبله إذا كان ساكناً . لذلك فإن التردد الظاهرى سيكون :

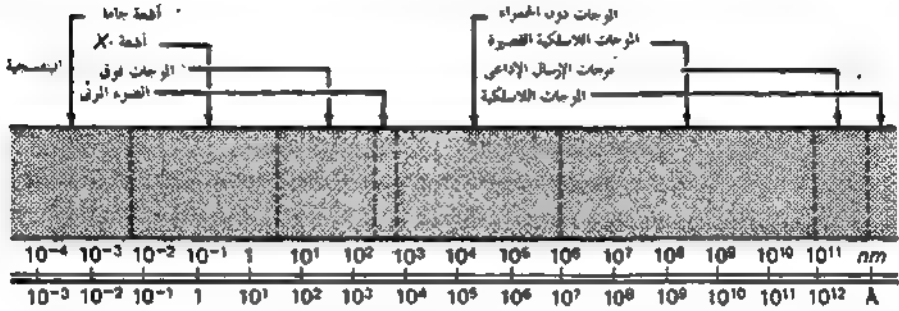
$$v' = \frac{c + u}{\lambda} = v \left( 1 + \frac{u}{c} \right) \quad (11 - 26 \text{ هـ})$$

وباعتبار السرعات السابق ذكرها ، هذا التردد سوف يختلف عن التردد الحقيقى أقل من جزء واحد لكل ألف جزء . ومع ذلك فإن الأسبكتروسكوب الجيد يمكنه الكشف عن مثل هذه الزحزحة بسهولة وقياسها كإزاحة في الخطوط الطيفية . وفي الحقيقة فإن تطبيق مبدأ دوبلر قد أصبح وسيلة فعالة جداً لقياس السرعات نصف القطرية للنجوم . ويوضح الشكل ١١ - ١٥ مثلاً يقارن فيها فيها النجم كاسيوبا  $\mu$  في الشريط وأسفله . كذلك فإن جميع خطوط الحديد تظهر في الطيف النجمى كخطوط بيضاء ( خطوط إمتصاص ) ولكنها مزاحة إلى اليسار ، أى تجاه الأطوال الموجبة الأقصر وقد بينت القياسات أن زيادة التردد تناظر سرعة إقتراب قدرها  $115 \text{ km/s}$  وهى قيمة عالية بشكل غير عادى للنجوم الموجودة في مجرتنا . من ناحية أخرى تعطى أطيااف

\* كريستيان جوهان دوبلر Christian Johann Doppler ( ١٨٠٣ - ١٨٥٣ ) - مواطن من أبناء سالزبورج بالنمسا . كان على وشك الهجرة إلى أمريكا في الثانية والثلاثين من عمره لأنه لم يستطع أن يجد مهناً ملائماً له . ولكنه ، عين في ذلك الوقت استاذاً للرياضيات في جامعة ريغسبورغ وأصبح بعد ذلك أستاذاً للفيزياء التجريبية بجامعة فيينا .

المحركات الأخرى ( السدم الحلزونية ) إزاحة تجاه النهاية الحمراء للطيف وتقدر هذه الإزاحة لمعظم السدم البعيدة إلى بضعة مئات من الأنجسترومات . هذه القيم تعطى سرعات ابتعاد تقدر ببضع عشرات الألوف من الكيلومترات في الثانية ، وقد فسرت كذلك بالفعل . ومن المثير هنا أن ألوان الأجسام يميل إلى الحمرة بشكل واضح ، كما

الموجات المغناطيسية الكهرومائية



شكل ١١ - ١٤ : مقياس للأطوال الموجية في المدى المعروف للموجات المغناطيسية الكهرومائية .

افترض دوبلر ، ولكن الأجسام في هذه الحالة بعيدة جداً وخافتة الإضاءة بحيث لا يمكن رؤيتها بالعين المجردة .

لقد أمكن استنباط طريقتين للحصول على سرعات تكفي لإنتاج زحزحة دوبلر يمكن قياسها في المختبر . بإنعكاس الضوء على مرآة مركبة على حافة عجلة تدور بسرعة عالية يمكننا الحصول على سرعات عالية جداً للمصدر التقديرى تصل إلى 400 m/s ، ويمكن الحصول على سرعات أكبر من ذلك كثيراً بواسطة حزم ذرية متحركة في الفراغ كما سنرى لاحقاً القسم ١٩ - ١٥ . وسوف نرى هناك أيضاً أن الفرق بين حالتى حركة المصدر وحركة المشاهد سوف يختفى بالتدخل عن فكرة الأثير المادى في النظرية النسبية . ذلك أن النظرية النسبية تعطى معادلة هى المعادلة ( ١١ - ٢٦ هـ ) في نهاية الأمر حيث تمثل في هذه الحالة السرعة النسبية للأقتراب أو الابتعاد .

## ١١ - ١١ الضميمات الموجية

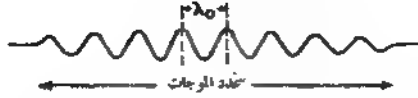
لا يمكن لأى مصدر للموجات أن يهتز بشكل لا نهائى بحيث يعطى موجة حيية حقيقية . الأمر الأكثر شيوعاً هو أن الموجات تتضاءل بسبب تبدد الطاقة أو أنها

تضطرب بطريقة من الطرق . لذلك يعطى المصدر مجموعة من الموجات ذات طول محدود كذلك المجموعة الموضحة في الشكل ١١ - ١٦ . التمثيل الرياضى لضميمة موجية من هذا النوع معقد إلى حد ما وسوف يناقش بإختصار في الفصل التالى . ولكن نظراً لكثرة حدوث الضميمات الموجية يجب علينا هنا أن نذكر بعضاً من سماتها السلوكية . يلاحظ في المقام الأول أن الطول الموجي غير محدد بوضوح . فإذا أرسلت الضميمة خلال أى جهاز لقياس الطول الموجي ، أى إذا اسقط الضوء مثلاً على محزوز الحيود ، فسوف نجد أنه يعطى توزيعاً مستمراً للطول الموجي في مدى معين  $\Delta\lambda$  وسوف تتواجد الشدة القصوى عند القيمة  $\lambda_0$  المبينة في الشكل ، ولكن سوف يتبين لنا أن الشدة تتناقص بمعدل كبير أو صغير عند الأطوال الموجية الأخرى على كل من جانبي  $\lambda_0$  وكلما زاد عدد الموجات  $N$  في المجموعة ، كلما نقصت سعة مدى التوزيع وتبين النظرية في الحقيقة أن  $\Delta\lambda/\lambda_0$  تساوى  $1/N$  تقريباً . ومن ثم يمكننا أن نعتبر أن الطول الموجي محدد بدقة عندما يكون  $N$  كبيراً جداً فقط .



شكل ١١ - ١٥ : زحزحة دوبلر لبعض الخطوط الطيفية لنجم كالا الطيفين سالب . ( نشرت هذه الصورة بموافقة ماكيلار )

وإذا كانت سرعة الموجات في لوسط الذى تتحرك فيه الضميمة تعتمد على التردد سوف نلاحظ ظاهرتين إضافيتين أخريتين . في هذه الحالة سوف تتحرك القمم الموحه بسرعة تختلف عن سرعة الضميمة الموجية ككل ، كذلك فإن الضميمة الموحية سوف تنتشر مع تقدمها . عندئذ سيكون لدينا سرعتين هما سرعة الموجة ( أو السرعة الطورية ) وسرعة المجموعة ؛ وسوف نشق العلاقة بين هاتين السرعتين في القسم



شكل ١١ - ١٦ : مثال للحزمة الضوئية

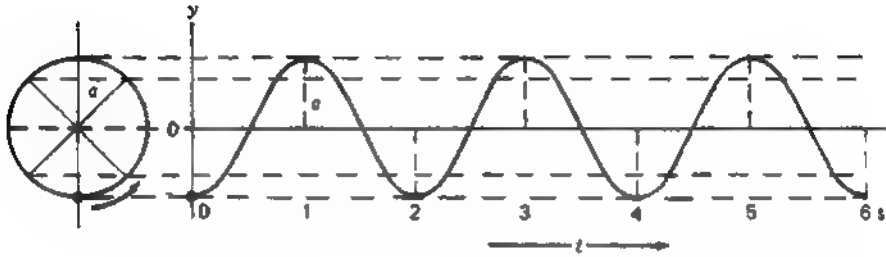
في المصادر الضوئية تبعث الذرات المشعة للضوء أرتالا موجية ذات طول محدود . وعادة تكون هذا الضميمات الموجية قصيرة بسبب التصادمات أو التخميد الناتج من أسباب أخرى . النتيجة الحتمية لذلك طبقاً للنظرية السابق ذكرها ، هي أن الخطوط الطيفية لن تكون ضيقة جداً ، بل سيكون لها عرض محسوس قدره  $5\text{Å}$  وبقياس هذا العرض سنحصل على « العمر » الفعال للمذبذبات المغنطيسية الكهربائية في الذرات والطول الموجي المتوسط للضميمات الموجية . فعلى سبيل المثال يعطى التفريغ الكهربائي منخفض الضغط في بخار الزئبق الذي يحتوي على النظير  $^{200}\text{Hg}$  خطوط طيفية حادة جداً عرضها حوالي  $0.005\text{Å}$  فإذا أخذنا الطول الموجي لأحد أكثر هذه الخطوط شدة ، وهو الخط ذو الطول الموجي ، ويمكننا أن نجد بالحساب أن هناك عدداً قدره  $10^6$  تقريباً من الموجات في الضميمة الواحدة ، وإن الضميمات الموجية ذاتها تصل إلى حوالي  $50\text{cm}$  في الطول .

## مسائل .

١١ - ١ علق زئبرك ملف في السقف كما هو مبين في الشكل ١١ - ٦ . وعندما ثبتت كتلة قدرها  $50.0\text{g}$  في الطرف السفلي أمتد الزئبرك مسافة قدرها  $15.89\text{cm}$  . فإذا جذبت الكتلة الآن إلى أسفل مسافة قدرها  $5\text{cm}$  ثم تركت حرة فإنها سوف تهتز إلى أعلى وإلى أسفل في حركة توافقية بسيطة . أوجد (أ) ثابت الزئبرك ، (ب) دورة الاهتزاز ، (ج) التردد ، (د) السرعة الزاوية لنقطة بيانية مرسومة للاهتزاز . (هـ) السرعة القصوى للكتلة ، (و) التسارع الأقصى لها . (ز) ارسم رسماً بيانياً للاهتزاز في فترة زمنية تمتد من  $t = 0$  إلى  $t = 3.0$  ، إذا كانت زاوية الطور الابتدائية (حـ) أوجد الزمن اللازم للوصول إلى النهاية العظمى الأولى ، (ط) الطاقة الكلية للاهتزاز (ي) أكتب معادلة لهذه الحركة .

الجواب :

Ans. (a) 30.837 N/m, (b) 0.8001 s, (c) 1.2499 Hz, (d) 5.027 rad/s,  
(e) 0.39265 m/s, (f) 0.4754 m/s<sup>2</sup>, (g) see Fig. P11.1, (h) 4.001 s,  
(i) 3.8546 J, (j)  $y = 0.050 \sin(5.027t + 270^\circ)$  m



شكل م ١١ - ١ : الرسم البياني للجزء (ز) من المسألة ١١ - ١

١١ - ٢ يتعلق ملتف من السقف كما هو موضح في الشكل ١١ - ٦ . علقت كتلة قدرها 1.60 kg . جذبت الكتلة الآن مسافة إضافية قدرها 4.0 cm ثم تركت حرة فاهتزت في خط رأسي . أوجد (أ) ثابت الزنبرك ، (ب) دورة الاهتزاز ، (ج) التردد ، (د) السرعة الزاوية لنقطة بيانية ، (هـ) السرعة القصوى للكتلة ، (و) التعجيل الأقصى . (ز) ارسم رسماً بيانياً للاهتزاز في فترة زمنية تمتد من  $t = 0$  إلى  $t = 2.20$  s إذا كانت زاوية الطور الابتدائية  $225^\circ$  . (ح) أوجد الزمن الذي تصل منه الكتلة إلى أعلى نقطة لأول مرة ، (ط) الطاقة الكلية . (ي) أكّـب معادلة للاهتزاز .

١١ - ٣ موجة توصف بالمعادلة  $y = 6 \sin 2\pi(8t - 4x + \frac{1}{4})$  . أوجد (أ) السعة ، (ب) الطول الموجي ، (ج) التردد ، (د) زاوية الطور الابتدائية ، (هـ) الإزاحة الابتدائية عند اللحظة  $t = 0$  and  $x = 0$  .

١١ - ٤ موجة توصف بالمعادلة  $y = 15 \sin 2\pi(4t - 5x + \frac{1}{4})$  . أوجد (أ) السعة ، (ب) الطول الموجي ، (ج) التردد ، (د) زاوية الطور الابتدائية ، (هـ) الإزاحة عند اللحظة  $t = 0$  and  $x = 0$  .

الجواب : (a) 15, (b)  $\frac{1}{2}$ , (c) 4, (d)  $240^\circ$ , (e) -13.0

## الفصل الثاني عشر

### تراكب الموجات

عندما تتقاطع مجموعتان من الموجات كل مع الأخرى ، كالموجات المتكونة نتيجة لإسقاط حجرين في بركة ساكنة في نفس اللحظة ، سوف نشاهد ظواهر مثيرة ومعقدة في نفس الوقت . ففي منطقة التقاطع سوف توجد أماكن يكون فيها الاضطراب صفرا عمليا ، وفي أماكن أخرى سيكون الاضطراب أكبر مما يمكن أن تسببه أى من الموجتين وحدها . ويمكن استخدام قانون بسيط لتفسير هذه الظواهر ؛ هذا القانون ينص على أن الازاحة المحصلة لأية نقطة هي مجرد مجموع الازاحات الناتجة من كل من الموجات المنفردة . هذا القانون يعرف بمبدأ التراكب ، وقد كان يونج أول ما صاعده بوضوح وذلك في عام ١٨٠٢ . وتتضح صحة ذلك المبدأ مباشرة عندما نلاحظ أن الموجات بعد عبورها لمنطقة التقاطع لا تظهر أنها قد تأثرت إطلاقا بمجموعات الموجات الأخرى . ذلك أن السعة والتردد وجميع الخصائص المميزة الأخرى تظل كما هي كما لو كانت الموجات قد عبرت وسطا غير مضطرب . هذا لا يمكن أن يكون صحيحا إلا إذا كان مبدأ التراكب صحيحا . لهذا السبب يستطيع مشاهدان مختلفان رؤية أجسام مختلفة خلال نفس الفتحة بوضوح تام ، بينما يكون الضوء الواصل إلى المشاهدين قد تقاطع عند مرورهم خلال الفتحة . بناء على ذلك ينطبق مبدأ التراكب على الضوء بدقة كبيرة ، ولهذا يمكن استخدامه في دراسة الاضطراب في المناطق التي تتراكب فيها موجتان ضوئيتان أو أكثر .

\* توماس يونج Thomas Young ( ١٧٧٣ - ١٨٢٩ ) . طبيب وفيزيائي إنجليزي يسمى عادة مؤسس البصرية الموجية للضوء . وقد كان في طفولته صيدا نابيا ( فقد قرأ الإنجيل مرتين قبل أن يتم الرابعة من عمره ) وبعد ذلك أصبح محترعا لامعا . ويمثل عمله في مجال التداخل أهم الإضافات في علم الضوء منذ عصر نيوتن . وقد أثبت الطبيعة الموجية للضوء في أعماله الأولى ، ولكن الآخرين لم يولوا الجدية الكافية إلى هذه البصرية إلى أن أكد هيريل ذلك

## ١٢ - ١ جمع حركات توافقية بسيطة تعمل على نفس الخط

إذا اعتبرنا أولاً تراكب موجتين جيبيتين متساويتى التردد فإن المسألة تؤول إلى إيجاد الحركة المحصلة عندما يتحرك جسم ما حركتين توافقتين بسيطتين في نفس الوقت . وسنفترض هنا أن الازاحتين الناتجتين تقعان على استقامة نفس الخط الذى سوف نسميه هنا بالاتجاه  $y$  . فإذا كان  $a_1, a_2$  هما سعتا الموجتين فإنهما سيكونان أيضاً سعنى الحركتين الدوريتين المؤثرتين على الجسم ، وطبقاً للمعادلة ( ١١ - ٢٣ ) فى الفصل السابق ، يمكننا كتابة هاتين الازاحتين المنفردتين كالتالى :

$$\begin{aligned} y_1 &= a_1 \sin (\omega t - \alpha_1) \\ y_2 &= a_2 \sin (\omega t - \alpha_2) \end{aligned} \quad ( ١ - ١٢ )$$

لاحظ أن  $\omega$  واحد للموجتين لأننا افترضنا مقدماً أنهما متساويتا التردد . طبقاً لمبدأ اشتراك تعطى الازاحة المحصلة ببساطة بمجموع  $y_1, y_2$  ، أى أن :

$$y = a_1 \sin (\omega t - \alpha_1) + a_2 \sin (\omega t - \alpha_2)$$

فإذا استخدمنا العلاقة المثلثية لجيب العرق بين زاويتين يمكننا كتابة المعادلة السابقة مرة أخرى فى الصورة :

$$\begin{aligned} y &= a_1 \sin \omega t \cos \alpha_1 - a_1 \cos \omega t \sin \alpha_1 + a_2 \sin \omega t \cos \alpha_2 - a_2 \cos \omega t \sin \alpha_2 \\ &= (a_1 \cos \alpha_1 + a_2 \cos \alpha_2) \sin \omega t - (a_1 \sin \alpha_1 + a_2 \sin \alpha_2) \cos \omega t \end{aligned}$$

$$( ٢ - ١٢ )$$

وحيث إن  $a_1, a_2, \alpha$  ثوابت ، فإن بإمكاننا أن نضع :

$$\begin{aligned} a_1 \cos \alpha_1 + a_2 \cos \alpha_2 &= A \cos \theta \\ a_1 \sin \alpha_1 + a_2 \sin \alpha_2 &= A \sin \theta \end{aligned} \quad ( ٣ - ١٢ )$$

بشرط أن يكون بالامكان إيجاد قيمتى  $A, \theta$  اللتين تحققان هاتين المعادلتين . بتربيع وجمع المعادلتين ( ١٢ - ٣ ) نحصل على :

$$\begin{aligned} A^2(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) &= a_1^2(\cos^2 \alpha_1 + \sin^2 \alpha_1) + a_2^2(\cos^2 \alpha_2 + \sin^2 \alpha_2) \\ &\quad + 2a_1a_2(\cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + \sin \alpha_1 \sin \alpha_2) \\ A^2 &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos (\alpha_1 - \alpha_2) \end{aligned} \quad ( ٤ - ١٢ )$$

نقسم المعادلة الثانية في ( ١٢ - ٣ ) على الأولى نحصل على :

$$\tan \theta = \frac{a_1 \sin \alpha_1 + a_2 \sin \alpha_2}{a_1 \cos \alpha_1 + a_2 \cos \alpha_2} \quad ( ١٢ - ٥ )$$

المعادلتان ( ١٢ - ٤ ) و ( ١٢ - ٥ ) تثبتان وجود قيم للمقادير  $A, \theta$  يمكنها أن

تحقق المعادلة ( ١٢ - ٣ ) ، ومن ثم يمكننا بالتعويض عن الطرف الأيمن من المعادلة ( ١٢ - ٣ ) في المعادلة ( ١٢ - ٢ ) لنحصل على :

$$y = A \cos \theta \sin \omega t - A \sin \theta \cos \omega t$$

وهي صورة جيب الفرق بين راويتين ، لذلك يمكننا كتابتها على الصورة :

$$y = A \sin (\omega t - \theta) \quad ( ١٢ - ٦ )$$

هذه المعادلة على صورة أى من المعادلتين الأصليتين للحركتين التوافقيتين البسيطتين المنفردتين ولكنها تحتوى على سعة جديدة  $A$  وثابت طورى جديد  $\theta$  . بهذا حصلنا على نتيجة هامة ، وهى أن مجموع حركتين توافقيتين بسيطتين متساويتى التردد وتعملان على نفس الخط هو أيضا حركة توافقية بسيطة لها نفس التردد . ويمكن بسهولة حساب سعة الحركة المحصلة وثابتها الطورى من سعتى الحركتين المركبتين وثابتي طوريهما باستخدام المعادلتين ( ١٢ - ٤ ) و ( ١٢ - ٥ ) على التوالى .

كذلك فإن جمع ثلاث حركات توافقية بسيطة متساوية التردد أو أكثر من ثلاث سوف تعطى بالمثل حركة محصلة من نفس النوع لأن الحركات يمكن أن تجمع على التتابع ، وفى كل مرة سوف نحصل على معادلة على الصورة ( ١٢ - ٦ ) . وما لم تكن الدقة العالية مطلوبة فإن من المناسب عادة استخدام الطريقة التخطيطة التى سنصفها فى القسم التالى . كذلك فإن معرفة الثابت الطورى المحصل  $\theta$  المعطى بالمعادلة ( ١٢ - ٥ ) قد لا يكون مهما إلا إذا كانت هناك حاجة إليه لتركيب المحصلة مع حركة أخرى .

طبقا للمعادلة ( ١٢ - ٤ ) تعتمد السعة المحصلة  $A$  على سعتى الحركتين المركبتين  $a_1, a_2$  وعلى فرق الطور بينهما  $\delta = \alpha_2 - \alpha_1$  . وعند التقاء شعاعين ضوئيين سويا ، كما يحدث فى مقياس التداخل لمايكلسون ( القسم ١٣ - ٨ ) فإن شدة الضوء فى أية نقطة

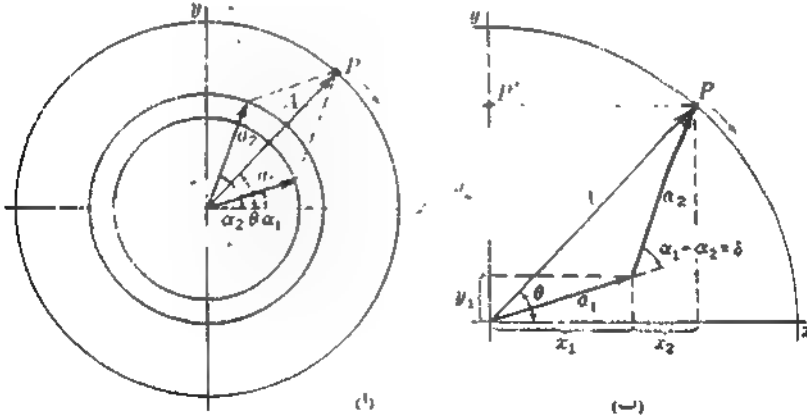
ستناسب مع مربع السعة المحصلة . فإذا كانت  $a_1 = a_2$  فإن المعادلة (١٢ - ٤) تعطينا ما يلي :

$$(١٢ - ٧) \quad I \approx A^2 = 2a^2(1 + \cos \delta) = 4a^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}$$

وإذا كان فرق الطور بحيث إن  $\delta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$  فإن المعادلة السابقة تعطينا  $4a^2$  أى أربع أضعاف شدة أى من الحزمتين الضوئيتين . أما إذا كان  $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi$  فإن الشدة تصبح صفرا . فى حالة القيم الوسطية لسعة المحصلة تتغير الشدة بين هذين الحدين طبقا لمربع جيب التمام . هذه التغيرات فى الشدة التى تحدث نتيجة لتجمع الموجات تعرف بظواهر التداخل ، وسوف نناقش كيفية حدوثه ، واستخدامه عمليا فى الفصل التالى :

## ١٢ - ٢ الجمع الاتجاهى للسعات

يمكن استخدام رسم تخطيطى بسيط جدا لإيجاد السعة المحصلة والثابت الطورى المحصل للحركة الموحدة فى حالة الحركتين التوافقتين البسيطتين اللتين نعملان على نفس الخط والتي سبق مناقشتها عالية . فإذا مثلنا السعتين  $a_2, a_1$  بمجهين بصنعان راويتين  $x_1$  و  $x_2$  مع المحور  $x$  كما فى الشكل ١٢ - ١ (أ) ، فإن السعة المحصلة  $A$



شكل ١٢ - ١ : التركيب التخطيطى لموجتين متساويتين فى التردد ولكنهما مختلفتان فى السعة والطور .

\* لى يلزم هنا بالأصطلاح المتفق عليه بأن تقاس الزوايا الموجبة فى عكس اتجاه دوران عقارب الساعة ، لأن من المعتاد فى البصريات أن تمثل زيادة الطور بدوران متجه السعة فى اتجاه دوران عقارب الساعة .

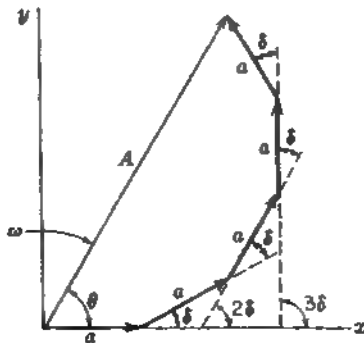
تكون هي المجموع الاتجاهي للسعتين  $a_1, a_2$  ونضع زاوية  $\theta$  مع ذلك المحور لتطبيق ذلك نلاحظ أولاً أن تطبيق قانون جيبس التمام على المثلث المكون من الأضلاع  $a_1, a_2$  و  $A$  و الشكل ١٢ - ٢ (ب) يعطى المعادلة :

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2 \cos [\pi - (\alpha_1 - \alpha_2)] \quad (١٢ - ٨)$$

التي نخزل بسهولة إلى المعادلة ( ١٢ - ٤ ) . علاوة على ذلك فإن المعادلة ( ١٢ - ٥ ) نستنتج مباشرة من حقيقة أن ظل الزاوية  $\theta$  يساوى مجموع مسقطي  $a_2, a_1$  على المحور  $y$  . مقسوماً على مجموع مسقطيهما على المحور  $x$  .

ويمكننا أن نستنتج أن الحركة المحصلة هي أيضاً حركة توافقية بسيطة إذا تذكرنا أن هذا النوع من الحركة يمكن تمثيله كمسقط نقطة متحركة في حركة دائرية منتظمة على أحد محوري الإحداثيات . وقد رسم الشكل ١٢ - ١ عند اللحظة  $t=0$  ، وبمرور الزمن سوف تعطى الأزاحتان  $y_1, y_2$  بالمركبتين الرأسيتين للمتجهين  $a_1, a_2$  باعتبار أن المتجه الأخير يدور في اتجاه دوران عقارب الساعة بنفس السرعة الزاوية  $\omega$  . ومن ثم فإن المحصلة سوف تدور بنفس السرعة الزاوية ، وبذلك تتحرك النقطة  $P'$  وهي مسقط  $p$  حركة توافقية بسيطة . وإذا تخيلنا أن مثلث المتجهات الموضح في الجزء ( ب ) من الشكل يدور كإطار جاسيء يتضح لنا أن حركة  $P'$  تتفق مع المعادلة ( ١٢ - ٦ ) .

الطريقة التخطيطية مفيدة على وجه الخصوص عندما يتطلب الأمر تركيب أكثر من حركتين توافقيتين بسيطتين ، وبوضح الشكل ١٢ - ٢ نتيجة جمع حركات متساوية السعة



شكل ١٢ - ٢ : الجمع الاتجاهي لخمس سعاب متساوية في المقدار و فرق الطور  $\delta$  .

a ولها نفس فروق الطور  $\delta$  من الواضح هنا أن الشدة  $I = A^2$  تتغير بين الصفر والقيمة  $25a^2$  تبعاً لفروق الطور  $\delta$ . هذه المشكلة تنشأ عند إيجاد نمط الشدة في حالة محزور الحيود ، وهذا ما سوف نناقشه في الفصل السابع عشر . وقد تنتج السعات المتساوية الخمس من خمس فتحات بالمحزور ، والقرص الأساسي من مثل هذا الجهاز هو إدخال فرق ثابت في الطور في الضوء النافذ من كل زوج متجاور من الفتحات . وسوف يلاحظ من الشكل ١٢ - ٢ أن تأخر الاهتزازات في الطور يزداد باطراد ابتداءً من نقطة الأصل .

يتضح لنا مما سبق أنه من الممكن استخدام أى من الطريقتين الثلاثية أو التخطيطة لتركيب الاهتزازات في إيجاد محصلة أى عدد من الحركات التوافقية البسيطة ذات السعات والأطوار المعلومة . بل إن من الممكن أيضاً ، كما سوف نرى ، تطبيق هاتين الطريقتين لجمع اهتزازات متناهية الصغر بحيث تتحول عمليات الجمع إلى عمليات تكامل . في مثل هذه الحالات ، وخاصة عندما تكون سعات المركبات مختلفة ، يصبح من الأبسط استخدام طريقة لجمع السعات كأعداد مركبة ، وسوف تناقش هذه الطريقة في القسم ١٤ - ٨ حيث سنحتاجها في ذلك الموضع .

## ١٢ - ٣ تراكب رتلين موجيين متساوي التردد

من القسم السابق يمكننا أن نستنتج مباشرة أن نتيجة تراكب رتلين موجيين جيبيين متساويي التردد ومتحركين على استقامة نفس الخط هي ظهور موجة جيبية أخرى لها نفس التردد ولكن لها سعة جديدة ؛ ولقيمتين معينتين للسعتين  $a_1, a_2$  تتعين سعة المحصلة بفرق الطور  $\delta$  بين حركتي أى جسم تحت تأثير الموجتين . كمثال لذلك ، لنوجد الموجة المحصلة الناتجة من تراكب موجتين متساويي التردد والسعة تتحركان في الاتجاه الموجب للمحور x عندما نسبق إحداها الأخرى بمسافة قدرها  $\Delta$  طبقاً للمعادلة ( ١١ - ٢٥ ) يمكن كتابة معادلتى الموجتين كالتالى :

$$( ١٢ - ٩ ) \quad y_1 = a \sin (\omega t - kx)$$

$$( ١٢ - ١٠ ) \quad y_2 = a \sin [\omega t - k(x + \Delta)]$$

وطبقاً لمبدأ التراكب تعطى الإزاحة المحصلة بمجموع سعتي المركبتين ، أى أن :

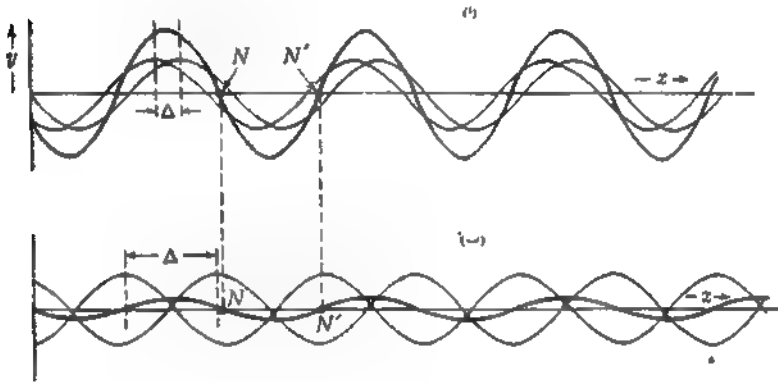
$$y = y_1 + y_2 = a[\sin (\omega t - kx) + \sin [\omega t - k(x + \Delta)]]$$

بتعليق الصيغة الثلاثية :

$$( ١١ - ١٢ ) \quad \sin A + \sin B = 2 \sin \frac{1}{2}(A + B) \cos \frac{1}{2}(A - B)$$

نحدد أن :

$$( ١٢ - ١٢ ) \quad y = 2a \cos \frac{k\Delta}{2} \sin \left[ \omega t - k \left( x + \frac{\Delta}{2} \right) \right]$$



شكل ١٢ - ٣ : تراكب رتلين موجيين (أ) متطاورين تقريباً ، (ب) متطوري طور بزاوية قدرها  $180^\circ$  تقريباً

هذه هي موجة جديدة لها نفس التردد ولكن سعتها مختلفة وهي  $(k\Delta/2) = 2a \cos(\pi\Delta/\lambda)$  . عندما يكون المقدار  $\Delta$  كسراً صغيراً من الطول الموجي ستكون هذه السعة  $2a$  تقريباً ، ولكن إذا كان  $\Delta$  قريباً من  $\lambda/2$  فإن السعة ستساوي الصفر عملياً . هاتان الحالتان موضحتان في الشكل ١٢ - ٣ حيث رسمت الموجات الممثلة بالمعادلتين ( ١٢ - ٩ ) و ( ١٢ - ١٠ ) ( المنحنيات الخفيفة ) والمعادلة ( ١٢ - ١٢ ) ( المنحنى السميك ) عند اللحظة  $t=0$  . وسوف يلاحظ في هذين الشكلين أن المجموع الجبري للإحداثيتين الرأسيتين عند أية قيمة للمقدار  $x$  يساوي الإحداثي الرأسى للمنحنى السميك . ويستطيع الطالب بسهولة أن يتحقق بمثل هذا الرسم التخطيطي من أنه ليس من الضروري أن تكون السعتان متساويتين لكي تكون المحصلة موجة جيئية وأن جمع أى عدد من الموجات متساوية التردد والطول الموجي يعطى أيضاً نتيجة مشابهة . وفي أية حالة لا بد أن يكون

للمشكل الموحى المحصل سعة ثابتة لأن الموحات المركبة ومحصلتها تتحرك جميعا بنفس السرعة وتحفظ بنفس مواضعها النسبية . ويمكن تصور الحالة الحقيقية للأمور بتحريك جميع الموحات في الشكل ١٢ - ٣ في الاتجاه الأيمن بسرعة معينة ثابتة .

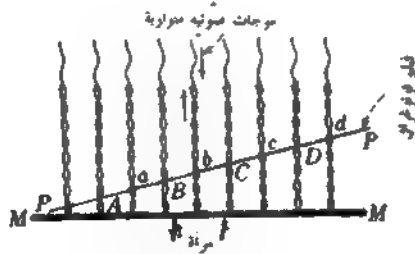
إن تكون الموحات الواقفة (أو الموقوفة) في وتر مهتر مع ظهور عقد وعروات هو مثال لتراكب رتلين موجيين متساويي التردد والسعة ولكنهما متحركان في اتجاهين متضادين في هذه الحالة تنعكس الموجة المارة في الوتر عند طرفه ، وللحصول على الحركة المحصلة للوتر يجب جمع الموجتين المباشرة والمنعكسة ، ويمكن تمثيل هاتين الموجتين بالمعادلتين :

$$y_1 = a \sin(\omega t - kx) \quad y_2 = a \sin(\omega t + kx)$$

بجمع هاتين الموجتين بنفس الطريقة كما فعلنا في المعادلة ( ١٢ - ١٢ ) نجد أن :

$$y = 2a \cos(-kx) \sin \omega t$$

وهي تمثل الموحات الواقفة . عند أى قيمة للمقدار  $x$  تكون لدينا حركة توافقية بسيطة. تتغير سعتها مع  $x$  بين الحدين  $2a$  ، عندما يكون  $kx = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$  ، وصفر عندما يكون  $kx = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, \dots$  المواضع الأخيرة تناظر عقد تفصل كل منهما عن المجاورة لها مسافة قدرها  $\Delta x = \pi/k = \lambda/2$  . الشكل ١٢ - ٣ يمكن أن يستخدم أيضا لتوضيح هذه



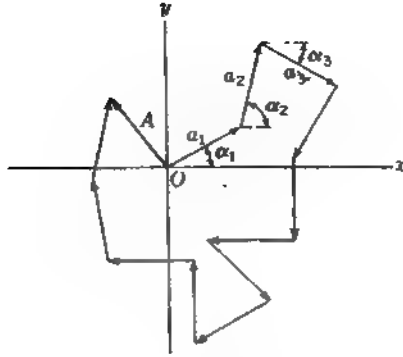
شكل ١٢ - ٤ : تكون الموحات الواقفة وكشفها في تجربة فيبر .

الحالة إذا تصورنا أن الموجتين المرسومتين بالخط الخفيف تتحركان في اتجاهين متضادين . وبدلاً من أن يتحرك المنحنى المحصل إلى اليمين بلا تغير فإنه الآن يهتز بين موضع خط مستقيم عندما يكون  $\omega t = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, \dots$  ومنحنى جيبي سعته  $2a$  عندما يكون  $\omega t = 0, \pi, 2\pi, \dots$  هنا وتكون الأزاحة المحصلة صفراً دائماً عند العقد . كالنقطتين  $N, N'$  في الشكل .

يمكن مشاهدة الموجات الواقفة المتكونة نتيجة لانعكاس الضوء على مرآة مصقولة في حالة الانعكاس العمودي باستخدام تجربة فينر الموصحة في الشكل ١٢ - ٤ . في هذه التجربة يستخدم فيلم فوتوغرافي محضر خصيصاً لهذا الغرض وسمكه  $1/30$  فقط من الطول الموجي للضوء المستخدم . يوضح هذا الفيلم في وضع مائل أمام السطح العاكس بحيث يتقاطع مع العقد والعروات في نقاط متتابعة كالنقط  $A, a, B, b, C, c, D, d, \dots$  . لذلك فإن الضوء يؤثر على اللوح الحساس في النقاط التي يكون فيها الاهتزاز كبيراً فقط ، وليس عند العقد بأي حال من الأحوال . وكما هو متوقع . يظهر على اللوح بعد تلميعه نظام من المناطق الداكنة تفصلها خطوط غير سوداء في أماكن تقاطع الفيلم مع العقد . وإذا صغرت زاوية ميل اللوح الفوتوغرافي على السطح العاكس فإن ذلك يسبب تباعد الشرائط الداكنة لأن عدد المستويات العقدية المقطوعة في مسافة معينة يقل تبعاً لذلك . بقياس هذه الشرائط نتضح لنا حقيقة هامة وهي أن الموجات الواقفة لها عقد عند السطح العاكس . ومن ثم فإن العلاقات الطورية بين الموجتين المباشرة والمنعكسة تكون بحيث تلاشي كل منهما الأخرى باستمرار . هذا شبيه بانعكاس الموجات المارة في حبل عند الطرف المثبت . وسوف نناقش عدد آخر من تجارب فينر المشابهة في القسم ٢٥ - ١٢ .

## ١٢ - ٤ تراكب عدد كبير من موجات ذات أطوار عشوائية

لنفرض أننا نعالج الآن عدد كبيراً من الأرتال الموجية المتساوية في التردد والسعة والمتحركة في نفس الاتجاه ، ونفرض مقدماً أن كل رتل موجي يسبق الآخر أو يتأخر عنه بمقدار نحدده الصدفة البحتة . مما سبق ذكره يمكننا أن نستنتج أن الموجة المحصلة ستكون موجة جيبية أخرى لها نفس التردد ، لذلك فإن ما يهمنا في هذا المقام هو سعة هذه الموجة وشدها . إذا كانت  $a$  تمثل سعة كل من الموجات المتراكبة وكان  $n$  عدد هذه الأرتال الموجية فإن سعة المحصلة ستكون سعة حركة جسيم يقوم في نفس الوقت بعدد قدره  $n$  من الحركات التوافقية البسيطة سعة كل منها  $a$  فإذا كانت جميع هذه الحركات متطابقة فإن السعة المحصلة تكون  $na$  ، ومن ثم فإن شدتها  $n^2 a^2$  ، أو أربع أضعاف شدة الموجة الواحدة . ولكننا نعالج في هذه الحالة توزيعاً عشوائياً تماماً للمطور . فإذا استخدمنا الطريقة التخطيطة لتراكب السعات ( القسم ١٢ - ٢ ) فإننا سنحصل على صورة شبيهة بما هو مبين في الشكل ١٢ - ٥ إذ أن الأطوار  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$  تأخذ أي قيم



شكل ١٢ - • : محصلة عدد قدره 12 من متجهات السعة ذات الأطوار العشوائية .

بين 0 و  $2\pi$  بطريقة إعتباطية تماماً . لهذا فإن الشدة الناتجة من تراكب مثل هذه الموجات سوف تتحدد الآن لمربع السعة المحصلة  $A$  ؛ ولإيجاد  $A^2$  يجب تربيع مجموع مساقط جميع المتجهات  $a$  على المحور  $x$  وإضافته إلى مربع مجموع مساقطها على المحور  $y$  . مجموع المساقط على المحور  $x$  هو :

$$a(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2 + \cos \alpha_3 + \dots + \cos \alpha_n)$$

عند تربيع الكمية الموجودة بين القوسين سنحصل على حدود على الصورة  $\cos^2 \alpha_1$  وأخرى على الصورة  $2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2$  وعندما يكون العدد  $n$  كبيراً يمكننا أن نتوقع أن الحدود الأخيرة سوف يلاشي بعضها بعضاً وذلك لأنها تأخذ قيماً موجبة وسالبة على السواء . ومع ذلك فإن هذا يكون بعيداً تماماً عن الحقيقة في أي ترتيب محدد للمتجهات ، ذلك أن مجموع هذه الحدود يزداد في الحقيقة في تناسب طردي تقريباً مع عددها . ومن ثم فإننا لا نحصل على نتيجة محددة في حالة مجموعة واحدة معينة من الموجات الموزعة عشوائياً . ولحسن الحظ فإننا نتعامل دائماً عند حساب الشدة في أي مسألة فيزيائية مع عدد كبير من مثل هذه المجموعات بغرض إيجاد تأثيرها المتوسط . في هذه الحالة نصبح في مأمن و أن نستنتج أن متوسط حدود حواصل الضرب المتقاطعة يساوى صفرًا بحيث تبقى الحدود  $\cos^2 \alpha$  فقط لتؤخذ في الاعتبار . بالمثل ، بالنسبة لمساقط المتجهات في الاتجاه  $y$  سوف نحصل على الحدود  $\sin^2 \alpha$  لأن الحدود التي على الصورة  $2 \sin \alpha_1 \sin \alpha_2$  تلاشي . ومن ثم فإن :

$$I \approx A^2 = a^2(\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2 + \cos^2 \alpha_3 + \dots + \cos^2 \alpha_n) + a^2(\sin^2 \alpha_1 + \sin^2 \alpha_2 + \sin^2 \alpha_3 + \dots + \sin^2 \alpha_n)$$

والآن ، حيث إن  $\sin^2 \alpha_k + \cos^2 \alpha_k = 1$  فإننا نجد مباشرة أن :

$$I \approx a^2 \times n$$

إذن ، متوسط الشدة الناتجة من تراكب عدد قدره  $n$  من الموجات ذات الأطوار العشوائية هو مجرد  $n$  مضروباً في الشدة الناتجة من موجة واحدة . هذا يعنى أن السعة  $A$  في الشكل ١٢ - ٥ ، وهي السعة الناتجة من جمع عدد كبير من الاتجاهات  $a$  في اتجاهات عشوائية ، لا تساوى صفرأ ، ولكنها تزداد في الواقع بزيادة  $n$  ، وهي على وجه التحديد تتناسب مع  $\sqrt{n}$  .

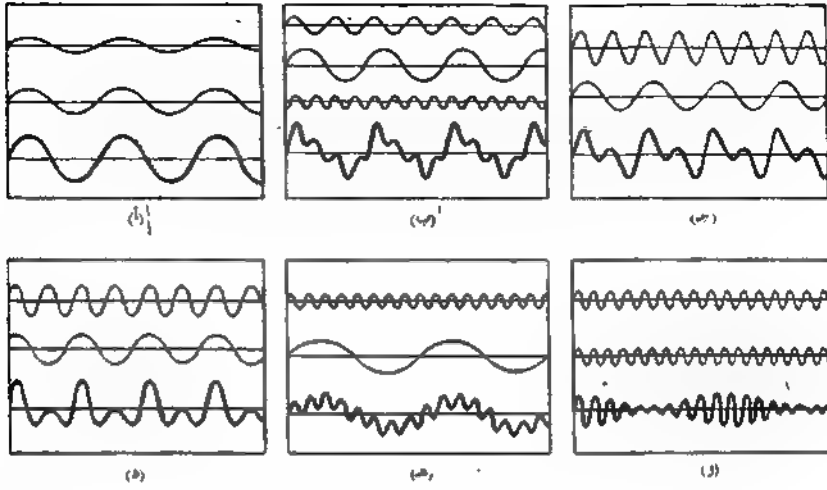
الاعتبارات السابقة يمكن أن تستخدم لتفسير السبب في عدم الحاجة إلى أخذ التداخل بين الموجات الصوتية في الاعتبار عندما يلعب عدد كبير من آلات الكمان نفس النغمة . ذلك لأن 100 كمان سوف تعطي شدة تساوى تقريباً 100 ضعف قدر الشدة الناتجة من كمان واحد وذلك بسبب التوزيع العشوائى للطور . من ناحية أخرى تشع الذرات في لهب الصوديوم الضوء بدون أى علاقة منتظمة في الطور ، علاوة على ذلك تُغير كل ذرة طورها مئات كثيرة من ملايين المرات في الثانية الواحدة . لهذا فإننا في مأمن في أن نستنتج أن الشدة المشاهدة تساوى بالضبط الشدة الناتجة من ذرة واحدة مضروبة في عدد الذرات . هذه المناقشة تفترض أن الانبعاث الخففى الذى يحدث في مصادر أشعة الليزر لا يحدث هنا بدرجة كبيرة . أنظر الفصل الثلاثين .

## ١٢ - ٥ الموجات المركبة

الموجات التى تعرضنا لها إلى الآن كانت من النوع البسيط الذى تمثل إزاحته في أى لحظة بمنحنى جيبي . وقد رأينا أن تراكب أى عدد من الموجات المتساوية في التردد والعشوائية في الأزاحة والطور يعطى دائماً موجة محصلة من نفس النوع . ولكن إذا تراكبت موجتان فقط لهما ترددان مختلفان إختلافاً كبيراً فإن الموجة الناتجة تكون مركبة ، بمعنى أن حركة أى جسيم واقع تحت تأثيرهما لن تكون حركة توافقية بسيطة ، كما أن كتور الموجة لن يكون منحنى جيبياً . ومع أن المعالجة التحليلية لمثل هذه الموجات ستكون موضع القسم التالى فإننا سنتعرض هنا إلى بعض خصائصها الكيفية .

من المفيد في هذا الشأن فحص نتائج الجمع التخطيطي لاثنتين أو أكثر من الموجات ذات الترددات والسعات والأطوار النسبية المختلفة والمتحركة على نفس الخط المستقيم . نعلم أن الأطوال الموجية تعتمد على التردد تبعاً للعلاقة  $\lambda = v/f$  بحيث يعنى التردد الأكبر طولاً موجياً أصغر ، والعكس بالعكس . الشكل ١٢ - ٦ يوضح عملية الجمع في عدد من الحالات ، وقد استنتجت المنحنيات المحصلة في كل حالة بالجمع الجبرى للراحتين الناتجتين من الموجتين المنفردتين في كل نقطة وذلك طبقاً لمبدأ التراكب . ويوضح الشكل ١٢ - ٦ (أ) حالة جمع موجتين متساويتي التردد ومختلفتي السعة ، وهى الحالة السابق ذكرها في القسم ١٢ - ٣ . ومن الطبيعي أن تعتمد السعة المحصلة على فرق الطور ، وهو صفر في الشكل . أما فروق الطور الأخرى يمكن تمثيلها بزحزحة إحدى المركبتين ( جانباً ) بالنسبة للأخرى وهو ما يسبب تناقص سعة الموجة الجيبية المحصلة ، وأقل قيمة لها هى الفرق بين سعتى المركبتين . في الشكل (ب) جمعت ثلاث موجات مختلفة التردد والسعة والطور فأعطت المحصلة على هيئة موجة مركبة ، ومن الواضح أن شكل المحصلة يختلف جداً عن المنحنى الجيبى . وفي الشكلين (ج) و (د) جمعت موجتان متساويتا السعة والنسبة بين تردديهما 2:1 ؛ وهنا نرى أن تغير فرق الطور قد يعطى محصلة ذات شكل مختلف تماماً . فإذا كانت هاتان الموجتان موجتين صوتيتين فإن الأذن سوف تهتز في الواقع بالطريقة المثلة بالمحصلة في كل حالة ، ومع ذلك فإن آليه الإذن سوف تستجيب لترددين ، وهذان بسمكان ويفسران كالترددين الأصليين بصرف النظر عن فرق الطور . وإذا كان الشكلان الموجبان المحصلان ضوءاً مرئياً فإن العين بالمثل سوف تستقبل إحساساً بخليط من لونين ، وهذا الأحساس سيكون واحداً بصرف النظر عن فرق الطور . وأخيراً يوضح الشكل (هـ) تأثير جمع موجة ذات تردد عال جداً وأخرى ذات تردد منخفض جداً ، أما الشكل (و) فإنه يوضح تأثير جمع موجتين متساويتين تقريباً في التردد . في الحالة الأخيرة تنقسم الموجة المحصلة إلى مجموعات تعطى في حالة الموجات الصوتية ظاهرة شهيرة جداً تسمى الضربات . في أى من الحالات السابقة إذا كانت الموجات المركبة جميعها متحركة بنفس السرعة فإن الشكل الموجبى المحصل سوف يتحرك بالطبع بنفس هذه السرعة مع الاحتفاظ بشكلها دون تغير .

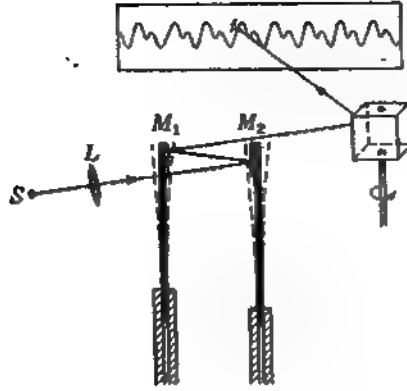
يمكننا بسهولة إجراء التجارب العملية التى توضح تراكب الموجات الضوئية باستخدام الجهاز المبين في الشكل ١٢ - ٧ . في هذا الجهاز تمثل  $M_1$  ،  $M_2$  مرآتين ملصقتين على شريحتين زجاجيتين من صلب الزنبركات مثبتتين في وضع رأسي ؛ وتضاء المرآتان بمزمة ضوئية ضيقة منبعثة من مصدر ضوئى S وهو عبارة عن مصباح على هيئة



شكل ١٢ - ٦ : تراكب اثنتين أو أكثر من الموجات المختلفة في الترددات والسعات والأطوار النسبية والمتحركة في نفس الاتجاه .

قوس مركز ( أنظر القسم ٢١ - ٢ ) . في هذه الحالة تنعكس الحزمة الضوئية تبعاً على المرآتين ونتيجة لذلك تكون العدسة L صورة حادة لهذا المصدر S على الستار . فإذا وضعت إحدى المرآتين في حالة إهتزاز فإن الحزمة المنعكسة سوف تنهز إلى أعلى وإلى أسفل في حركة توافقية بسيطة . وإذا انعكس هذا الشعاع في طريقة إلى الستار على مرآة دوارة فإن البقعة الضوئية سوف ترسم شكلاً موجياً جيبياً يظهر مستمراً بالنسبة للعين نتيجة لمدادمة الرؤية . وعندما توضع كلتا المرآتين في حالة إهتزاز فإن الشكل الموجي المحصل سوف يمثل تراكب الشكليين الموجيين الناتجين من كل منهما على حدة . بهذه الطريقة يمكن الحصول على جميع المنحنيات الموضحة في الشكل ١٢ - ٦ باستخدام اثنتين أو أكثر من الشرائح المهتزة بترددات مناسبة ، ويمكن بسهولة تغيير الترددات وذلك بتغيير الطول الحر للشرائح فوق موضع الثبيت .

وحيث إن التردد في حالة الضوء المرئي يعين اللون ، فإن الموجات المعقدة تنتج عند استخدام حزم ضوئية ذات ألوان مختلفة . وهكذا يمكننا القول بأن الألوان « غير النقية » التي لا توجد في الطيف هي في الواقع موجات ضوئية ذات شكل معقد فالضوء الأبيض الذي عرف منذ تجارب نيوتن الأولى أنه مكون من خليط من جميع الألوان - ما هو إلا مثال بارز لتراكب عدد كبير من موجات ذات ترددات يختلف بعضها عن بعض



شكل ١٢ - ٧ : الترتيب الميكانيكية والبصرية المستخدمة لتوضيح تراكب موجتين ضوئيتين .

بكميات متناهية في الصغر ، هذا وسوف نناقش الشكل الموجي المحصل للضوء الأبيض في القسم التالي . لقد ذكرنا في الفصل السابق أن الضوء وحيد اللون الذي نحصل عليه في المختبر لابد أن يحتوى على توزيع محدود من الترددات ، لذلك يصبح من الضروري مناقشة موضوع الشكل الموجي الفعلي في مثل هذه الحالات وكيف يمكن وصفه رياضياً .

## ١٢ - ٦ تحليل فورييه

حيث إننا نستطيع الحصول على موجة ذات شكل معقد جداً بتراكب عدد من الموجات البسيطة ، ومن المنطق أن نتساءل إلى أى حد يمكن تحقيق العملية العكسية ، أى عملية تحليل الموجة المركبة إلى عدد من الموجات البسيطة . طبقاً لنظرية فورييه يمكن تمثيل أى دالة دورية بمجموع عدد ( قد يكون لانهاياً ) من دوال الجيب وجيب التمام . ونحن نعني هنا بالدالة الدورية تلك الدالة التي تكرر نفسها تماماً في فترات زمنية متساوية ومتعاقبة كالمنحنى السفلى في شكل ١٢ - ٦ (ب) . هذه الموجة تعطى بمعادلة على الصورة :

$$y = a_0 + a_1 \sin \omega t + a_2 \sin 2\omega t + a_3 \sin 3\omega t + \dots \\ + a'_1 \cos \omega t + a'_2 \cos 2\omega t + a'_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (١٢ - ١٣)$$

هذه المعادلة تعرف بإسم متسلسلة فورييه وهي تختص ، بالإضافة إلى الحد الثابت  $a_0$  على سلسلة من الحدود التي تتضمن السعات  $a_1, a_2, \dots$  والترددات الزاوية  $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$  إذن يمكننا النظر إلى الموجة المحصلة على أنها مبنية من عدد من الموجات ذات أطوال موجية نسب بعضها إلى بعض هي  $1:2:3:4:5:6:7:8:9:10:11:12:13:14:15:16:17:18:19:20$  : في حالة الصوت هذه الموجات تمثل النغمة الأساسية وتوقياتها المختلفة . ويمكن إيجاد قيمة معاملات السعة  $a_n$  لشكل موجي معين بطريقة رياضية مباشرة تماماً في حالة الأشكال الموجية البسيطة جداً ، ولكن هذا أمر صعب عموماً . وعادة تحتاج هذه العملية إلى استخدام أحد الأنواع المختلفة من المحلات التوافقية أو إلى جهاز ميكانيكي أو الكتروني لإيجاد سعات وأطوار النغمة الأساسية وتوقياتها\*.

يستخدم تحليل فورييه كثيراً اليوم في دراسة الضوء نظراً لإستحالة مشاهدة شكل الموجة الضوئية مباشرة ، وقد كان أوسع تطبيقات تحليل فورييه للموجات هو إستخدامه في دراسة نوعية الضوء والصوت . ومع ذلك فإن من الضروري علينا تفهم مبادئ هذه الطريقة لأن المخزوز والمنشور يجري في الواقع - كما سوف نرى - تحليل فورييه للضوء الساقط بحيث يفصل الترددات المختلفة التي يحتويها الضوء والتي تظهر كخطوط طيفية .

إن صلاحية تحليل فورييه ليست مقصورة على الموجات ذات الطبيعة الدورية فقط . فالجزء العلوي من الشكل ١٢ - ٨ يمثل ثلاث أنواع من الموجات غير الدورية لأن سعتها تصبح صفراً بعد مدى محدد معين بدلاً من قيامها بتكرار كتطورها بطريقة لانهائية . هذه التضمينات الموجية لا يمكن تمثيلها بمتسلسلات فورييه ؛ بدلاً من ذلك يجب إستخدام تكاملات فورييه التي تختلف فيها الأطوال الموجية بمقادير متناهية في الصغر . وتوزيع السعات بين مختلف المركبات بطريقة مناسبة يمكن التعبير عن أى شكل موجي إعتباطي يمثل هذا التكامل\*\* . المنحنيات الثلاثة السفلى في الشكل ١٢ - ٨

\* لمزيد من التفاصيل عن المحلات التوافقية الميكانيكية ، انظر . D. C. Miller, "The Science of Musical Sounds," The Macmillan Company, New York, 1922.

\*\* هذه التكاملات وغيرها من الموضوعات المتعلقة بهذه النقطة مناقشة بإختصار في :

"Electromagnetic Theory," pp. 285-292, McGraw-Hill Book Company, New York.

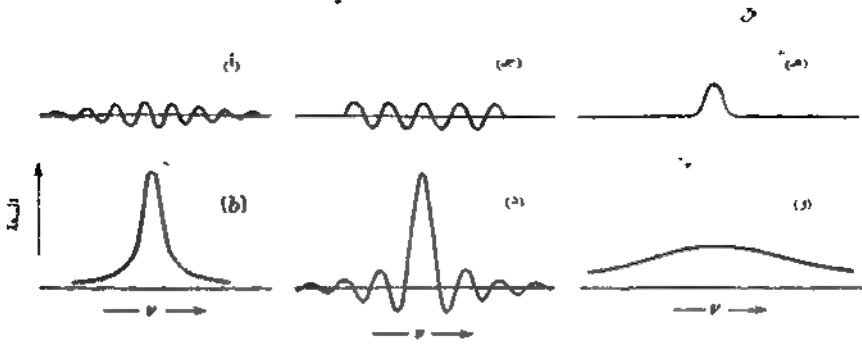
انظر أيضاً : J. A. Stratton, J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1968, and R. C. Jennison, "Fourier Transforms and Convolutions for the Experimentalist," Pergamon Press, Oxford, England, 1963.

هى تمثيل كفى لتوزيع السعات بين الترددات المختلفة التى تعطى مجموعات الموجات المناظرة والموضحة فى الجزء العلوى ، بمعنى أن المنحنيات العليا تمثل الكنتور الموجى الفعلى للمجموعة ، وهذا الكنتور يمكن تخليقه بجمع عدد كبير جداً ( عدد لا نهائى بالتحديد ) من الأرتال الموجية يختلف كل منها فى التردد عن الرتل التالى بمقدار متناهى فى الصغر . أما المنحنيات المبينة تحت كل مجموعة مباشرة فإنها توضح سعات مركبات كل تردد بحيث يودى تراكيها إلى الحصول على الشكل الموجى الموضح فى الجزء العلوى . هذه تمثل ما يسمى تحويلات فورية للدوال الموجية المناظرة .

المنحنى (أ) يبين الحزمة الموجية الخطية السابق مناقشتها ، ويبين الشكل (ب) تحويل فوريه المناظر لخط موجى واحد ذى عرض محدود . أما المجموعة الموضحة فى الشكل (ج) فيمكن الحصول عليها بإمرار ضوء وحيد اللون خلال غالق يفتح لفترة زمنية قصيرة جداً . ومن الجدير بالملاحظة هنا أن توزيع السعات المناظر ، والموضح فى المنحنى (د) هو بالضبط ذلك التوزيع الذى نحصل عليه فى حالة حيود فراونوفر بواسطة شق واحد كما سنين فى القسم ١٥ - ٣ . الحالة الهامة الأخرى ، وهى الموضحة فى الشكل هـ ، هى حالة نبضة واحدة كالنبضة الصوتية الناتجة من قذيفة مسدس أو تفريغ شرارة ( وهذا أصح ) . شكل تلك النبضة يشبه ما هو مبين فى الشكل ، وعند إجراء تحليل فوريه فإنه يعطى توزيعاً واسعاً للأطوال الموجية كما هو مبين فى المنحنى (و) هذا التوزيع الواسع يسمى فى حالة الضوء بالطيف المستمر ، ويمكن الحصول عليه من مصادر الضوء الأبيض كالأجسام الصلبة المتوهجة . أما توزيع الشدة فى الأطوال الموجية المختلفة - تذكر أن الشدة تتناسب مع مربع الاحداثى الرأسى فى المنحنى - فإنه يتحدد بالشكل المضبوط للنبضة . هذه النظرة إلى طبيعة الضوء الأبيض هى ما وضحة جوى وآخرون\* ، وهى تثير السؤال عما إذا كانت تجارب نيوتن على الإنكسار الضوئى فى المنشورات والتى يقال عادة أنها تثبت الطبيعة المركبة للضوء الأبيض ، ذات قيمة أكبر فى هذا الشأن . فحيث إن الضوء يمكن إعتباره مكوناً من تنابع من النبضات العشوائية التى يجرى المنشور لها تحليل فورية ، فإن رأى القائل بأن المنشور يصنع الألوان ، وهو رأى الذى كان السابقون لنيوتن يتبنونه ، يمكن إعتباره صحيحاً أيضاً .

\* يستطيع القارئ أن يجد مناقشة أكثر تفصيلاً للتحويلات الخطية للضوء الأبيض فى :

R. W. Wood, "Physical Optics," paperback, Dover Publications, Inc., New York, 1968, of interest in this connection.



شكل ١٢ - ٨ : تورييع سمات الترددات المختلفة لأنواع مختلفة من الاضطرابات الموجية ذات الطول المحدود .

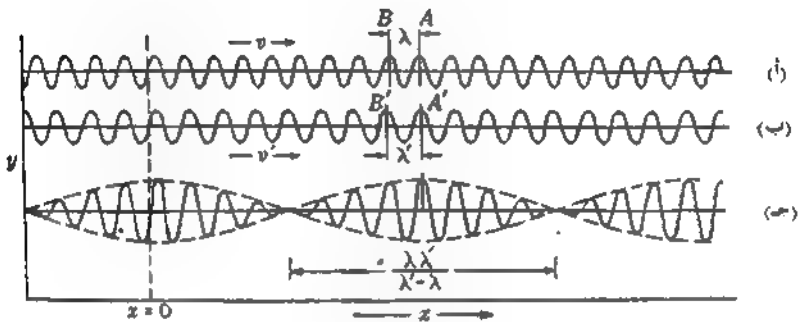
## ١٢ - ٧ سرعة المجموعة

يمكننا أن نرى بسهولة تامة أنه إذا كانت جميع الموجات البسيطة المكونة لمجموعة ما تتحرك بنفس السرعة فإن المجموعة سوف تتحرك بنفس هذه السرعة محتفظة بشكلها دون تغيير . ولكن إذا كانت السرعات تتغير مع الطول الموجي فإن هذا لن يكون صحيحاً ، عندئذ سوف تغير المجموعة شكلها مع تقدمها . هذا الموقف موجود في حالة موجات الماء ، فإذا لاحظ الشخص الموجات المنفردة في مجموعة من الموجات ناتجة من إسقاط حجر في الماء الساقط فإنه سيرى أنها تتحرك أسرع من المجموعة ككل وأنها تموت أمام المجموعة ثم تعود إلى الظهور خلفها . ومن ثم فإن سرعة المجموعة في هذه الحالة أقل من سرعة الموجة ، وهذه العلاقة تكون صحيحة دائماً إذا كانت سرعة الموجات الأطوال أكبر من سرعة الموجات الأقصر . لهذا يصبح من الضروري إستنتاج علاقة بين سرعة المجموعة وسرعة الموجة ، ويمكن تحقيق ذلك بسهولة بإعتبار أن المجموعة تتكون نتيجة لتراكب موجتين مختلفتين قليلاً في الطول الموجي كالموجتين السابق مناقشتهما والموضحتين في الشكل ١٢ - ٦ (و) . وسوف نفترض أن الموجتين متساويتان في السعة ولكهما مختلفتان قليلاً في الطول الموجي  $\lambda$  و  $\lambda'$  وأن سرعتيهما مختلفتان قليلاً  $v$  و  $v'$  وسوف نفترض في كل حالة أن الكميات ذات الشرط هي الكميات الكبيرة . نتيجة لذلك لا بد أن يختلف عددا الامتداد والترددان الزاويان بحيث يكون  $\omega > \omega' k > k'$  ومن ثم يمكننا كتابة الموجة المثلة في صورة المجموع التالي :

$$y = a \sin (\omega t - kx) + a \sin (\omega' t - k'x)$$

والآن ، بتطبيق العلاقة المثلثية المثلثة بالمعادلة ( ١٢ - ١١ ) تتحول هذه المعادلة إلى

$$( ١٢ - ١٤ ) \quad y = 2a \sin \left( \frac{\omega + \omega'}{2} t - \frac{k + k'}{2} x \right) \cos \left( \frac{\omega - \omega'}{2} t - \frac{k - k'}{2} x \right)$$



شكل ١٢ - ٩ : المجموعات وسرعة المجموعة لموجتين مختلفتين قليلاً في الطول الموجي والتردد .

في الشكلين ١٢ - ٩ (أ) و (ب) رسمت الموجتان كل على حدة ، بينما يعطى الشكل (ج) مجموعهما الممثل بهذه المعادلة عند اللحظة  $t = 0$  . يلاحظ هنا أن الطول الموجي يساوي متوسط الطولين الموجيين للموجتين المركبتين ، ولكن سعتها معدلة بحيث تكون مجموعات الموجات المفردة في المجموعة - وقيمة عدد الانتشار لها هي متوسط  $k$  و  $k'$  - تناظر تغيرات الحد الجيبى في المعادلة ( ١٢ - ١٤ ) ، وطبقاً للمعادلة ( ١١ - ٢٦ ) تساوى الطورية خارج قسمة معامل  $t$  و  $x$

$$v = \frac{\omega + \omega'}{k + k'} \approx \frac{\omega}{k}$$

أى أن السرعة هي أساساً سرعة أى من الموجتين المركبتين لأن سرعتيهما متساويتان تقريباً . أما غلاف التعديل ، الموضع بالمنحنين المتقاطعين في الشكل ١٢ - ٩ فإنه يعطى بعامل جيب التمام . عدد انتشار هذا الغلاف أصغر كثيراً من معامل انتشار الموجتين المركبتين ويساوى الفرق بينهما ، لذلك فإن طوله الموجى يكون كبيراً سرعة المجموعات هي :

$$u = \frac{\omega - \omega'}{k - k'} \approx \frac{d\omega}{dk} \quad (12-15)$$

حيث إذا لم نضع أى حد لمدى صغر الفروق فإنها يمكن أن تعامل معاملة الفروق مساهية الصغر ، لذلك فإن علاقة التساوى التقريبى تصبح صحيحة وحيث  $\omega = vk$  نكسب إيجاد العلاقة التالية بين سرعة المجموعة  $u$  وسرعة الموجة  $v$  :

$$u = v + k \frac{dv}{dk}$$

وإذا غيرنا المتغير إلى  $\lambda$  بدلاً من  $k$  ، بوضع  $k = 2\pi/\lambda$  ، فإننا نحصل على الصورة المفيدة التالية :

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (12-16)$$

يجب أن نؤكد أن  $\lambda$  هنا تمثل الطول الموجى الفعلى فى الوسط ، وفى حالة الضوء لن يكون هذا الطول الموجى هو الطول الموجى المعتاد فى الهواء فى معظم المسائل ( أنظر القسم (٢٣-٧) )

بالرغم من أن المعادلتين (١٢-١٥) و (١٢-١٦) قد اشتقتا لنوع بسيط من المجموعات فإنهما مصححتان عموماً ويمكننا أن نثبت بسهولة أنهما تنطبقان على أى مجموعة مهما كانت ؛ أنظر المجموعات الثلاث المبينة فى الشكل ١٢-٨ (أ) و (ج) و (هـ) .

من الممكن أيضاً اشتقاق العلاقة بين سرعتى الموجة والمجموعة بطريقة رياضية أبسط وذلك بدراسة حركتى الرتلين الموجيين المركبين فى الشكل ١٢-٩ (أ) و (ب) . فى اللحظة المبينة تنتفى قسا الرتلين الموجيين  $A$  و  $A'$  لتكونا سعة قصوى للمجموعة . بعد ذلك نقبل تسبق الموجات السريعة الموجات البطيئة بمسافة قدرها  $\lambda - \lambda'$  بحيث تنطبق  $B'$  مع  $B$  وبذلك تتأخر المجموعة مسافة قدرها  $\lambda$  وحيث إن الفرق بين سرعتى الرتلين الموجيين هو  $dv$  فإن الزمن اللازم لذلك يكون  $d\lambda/dv$  ولكن الموجتين كانتا متحركتين إلى اليمين فى تلك الفترة بحيث تحركت الموجة العليا مسافة قدرها  $v d\lambda/dv$  فإن صافى إزاحة السعة القصوى للمجموعة فى ذلك الزمن  $d\lambda/dv$  يكون  $\lambda - v(d\lambda/dv)$  ، ومن ثم فإن سرعة الحزم تكون :

$$u = \frac{v(d\lambda/dv) - \lambda}{d\lambda/dv} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$$

وهو ما يتفق مع المعادلة (١٢ - ١٦) .

من الممكن الحصول على صورة للمجموعات المتكونة بموجتين مختلفتين قليلاً ،  
التردد بسهولة وذلك باستخدام الجهاز السابق وصفه في القسم ١٢ - ٥ . ما يبرم  
فقط هو أن نضبط الشريحتين المهترتين إلى أن يختلف الترددان بعدد قليل من الاهتزازات ،  
في الثانية . أنظر الشكل ١٢ - ٧ .

سرعة الموجة هي السرعة الهامة في حالة الضوء لأنها السرعة الوحيدة التي يمكن  
قياسها عملياً . ذلك لأننا لا نعرف أى طريقة لتتبع حركة موجة منفردة في مجموعة من  
الموجات الضوئية ؛ بدلاً من ذلك نضطر إلى قياس المعدل الذى ينقل رتل موجى ذا  
طول محدود به الطاقة ، وهى الكمية الممكن قياسها هذا وتتساوى سرعتنا الموجة  
والمجموعة في الوسط غير المشتت ، أى ذلك الوسط الذى يكون فيه  $dv/d\lambda = 0$  حيث  
تتحرك جميع الموجات ذات الأطوال الموجية المختلفة بنفس السرعة . هذا صحيح تماماً في  
حالة إنتقال الضوء في الفراغ حيث لا يكون هناك أى فرق بين سرعتي المجموعة والموجة  
في هذه الحالة .

## ١٢ - ٨ العلاقة البيانية بين سرعة الموجة وسرعة المجموعة

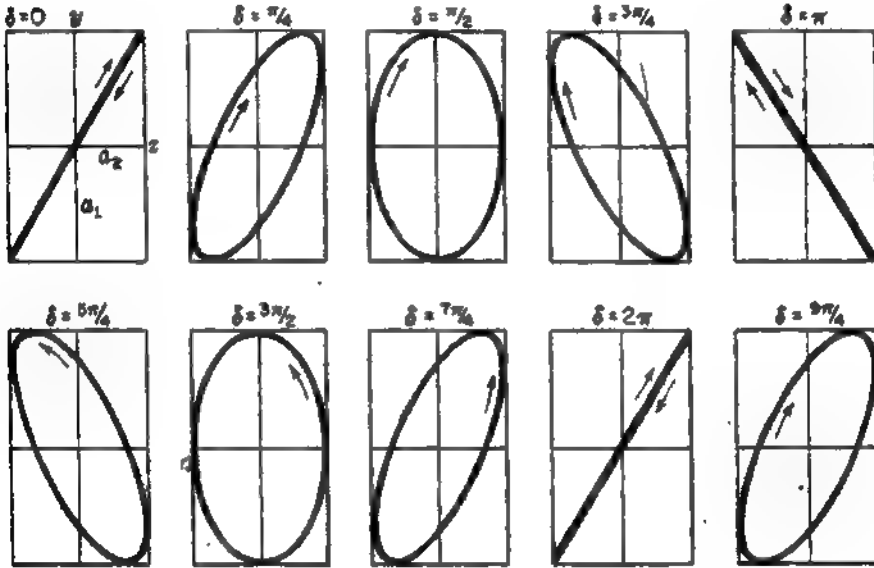
هناك رسم تخطيطى بسيط جداً يمكن إستخدامه لتحديد سرعة المجموعة من منحنى  
يمثل العلاقة البيانية بين سرعة الموجة والطول الموجى ؛ هذا الرسم التخطيطى مبنى على  
أساس التفسير البياني للمعادلة (١٢ - ١٦) . كمثال لذلك إعتبر المنحنى المبين في  
الشكل ١٢ - ١٠ الذى يمثل تغير سرعة الموجة مع  $\lambda$  في حالة موجات الماء على سطح  
ماء عميق ( موجات تناقلية ) والذى رسم طبقاً للمعادلة  $v = \text{const} \times \sqrt{\lambda}$  عند طول موجى  
معين يكون للموجات سرعة قدرها  $v$  . ويكون ميل المنحنى عند النقطة الماطرة P  
هو الكمية  $dv/d\lambda$  . المماس PR للمنحنى في هذه النقطة يقطع المحور  $v$  في النقطة R  
وإحداثيات الرأسى هو سرعة الموجة U لموجات يقع طولها الموجى بجوار  $\lambda_1$  هذا واضح من  
حقيقة أن PQ يساوى  $\lambda_1 dv/d\lambda$  ، أى الاحداثى الأفقى للنقطة P مضافاً في  
ميل الخط PR . وعليه فإن QS المرسوم مساوياً للخط RO يمثل الفرق  $v - \lambda dv/d\lambda$  وهذه  
هى قيمة  $u$  طبقاً للمعادلة (١٢ - ١٦) . وسوف نترك للطالب كتحريين أن يثبت بنفسه



$$(٢١ - ١٢) \quad \frac{y}{a_1} \cos \alpha_2 - \frac{z}{a_2} \cos \alpha_1 = \cos \omega t (\cos \alpha_2 \sin \alpha_1 - \cos \alpha_1 \sin \alpha_2)$$

الآن يمكننا حذف  $t$  من المعادلتين (٢٠ - ١٢) و (٢١ - ١٢) بتربيع هاتين المعادلتين وجمعهما . هذا يعطينا ما يلي :

$$(٢٢ - ١٢) \quad \sin^2 (\alpha_1 - \alpha_2) = \frac{y^2}{a_1^2} + \frac{z^2}{a_2^2} - \frac{2yz}{a_1 a_2} \cos (\alpha_1 - \alpha_2)$$



شكل ١٢ - ١١ : تركيب حركتين توافقتين بسيطتين بمعامدين متساويين في التردد ولكنها مختلفة في الطور

وهي معادلة المسار المحصل . في الشكل ١٢ - ١١ تمثل المنحنيات السمكة الرسوم البيانية لهذه المعادلة عند قيم مختلفة من فرق الطور  $\delta = \alpha_1 - \alpha_2$  . هذه المنحنيات جميعها عبارة عن قطوع ناقصة فيما عدا الحالات الخاصة التي تنحل فيها المنحنيات إلى خطوط مستقيمة . وعموماً يكون المحوران الرئيسيان للقطع الناقص مائلين على المحورين  $z, y$  ولكنهما ينطبقان معهما عندما تكون  $\delta = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, \dots$  كما يمكننا أن نرى من المعادلة (٢٢ - ١٢) . في هذه الحالة :

$$\frac{y^2}{a_1^2} + \frac{z^2}{a_2^2} = 1$$

وهي معادلة قطع ناقص نصفاً محورية  $a_1, a_2$  منطبقان على المحورين  $z, y$  على الترتيب وعندما تكون  $\delta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$  فإن :

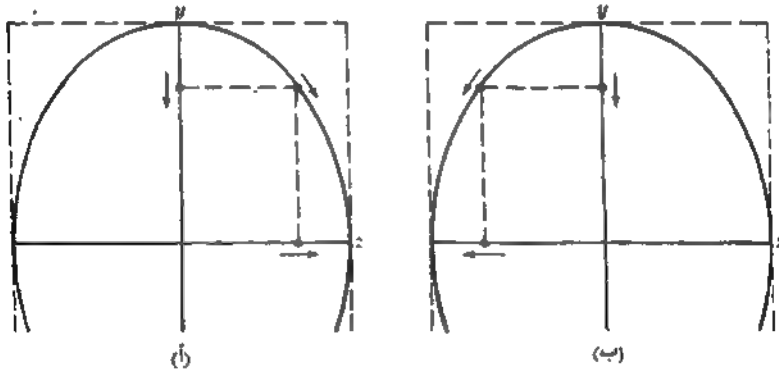
$$y = \frac{a_1}{a_2} z$$

وهي معادلة خط مستقيم يمر بنقطة الأصل وميله  $a_1/a_2$ . وإذا كانت  $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$  فإن :

$$y = -\frac{a_1}{a_2} z$$

وهي معادلة خط مستقيم له نفس الميل ولكن بإشارة معاكسة .

بالرغم من أن الحالتين  $\delta = \pi/2$  و  $\delta = 3\pi/2$  تعطيان نفس المسار فإنهما مختلفتان فيزيائياً ، وهذا ما يمكن أن نراه من الرسوم التخطيطية الشبيهة بالرسمين الموضحين في الشكل ١٢ - ١٢. في كلا جزئي الشكل تكون الحركة في الإتجاه  $y$  في نفس الطور إذ أن



شكل ١٢ - ١٢ : تركيب حركتين توافقيتين بسيطتين بمعاملتين . (أ)  $y$  تسبق  $z$  بمقدار ربع دورة ، (ب)  $y$  تسبق  $z$  بمقدار ثلاث أرباع الدورة .

النقطة قد قطعت ثمن إهتزاز بعد إزاحتها القصوى الموجبة . أما الحركة في الإتجاه  $z$  فإنها متأخرة في الجزء (أ) بمقدار ثمن إهتزاز عن موضع أقصى إزاحة موجبة ، بينما ينقصها في

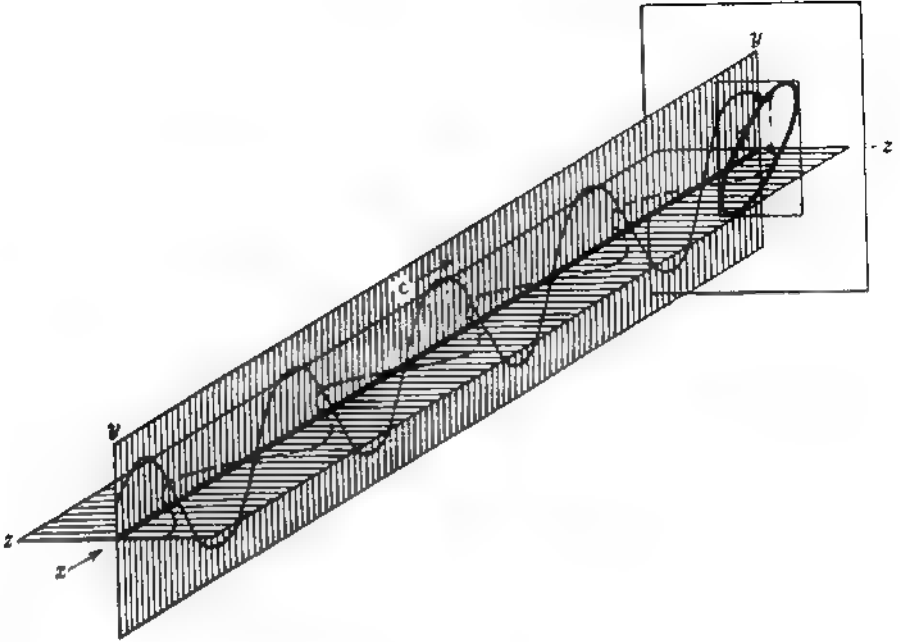
٣

الجزء (ب) خمسة أتماد اهتزاز لكى تصل إلى هذا الموضع وسوف تبين دراسة اتجاهات الحركات المفردة وإتجاه محصلها أن هذه المحصلة تكون في إتجاهى السهمين المحيين ، وفى كلتا الحالتين تكون الحركة على القطع الناقص في إتجاهين متضادين .

من الممكن دائماً إنتاج ضوء يكون شكل إهتراره على هيئة قطع ناقص بأى اختلاف مركرى نريده فما يسمى بالضوء المستقطب إستوائياً ( الفصل الرابع والعشرون ) هو تقريب لموجة ضوئية جيبية تقع في مستوى ، وليكن المستوى  $xy$  كما في الشكل ١٢ - ١٣ حيث تكون الازاحات عبارة عن إزاحات خطية في الإتجاه  $y$  . وعندما يتراكب شعاع من هذا الضوء مع آخر مكون من موجات مستقطبة إستوائية تقع في المستوى  $xy$  . ( المنحى المنقط ) ويختلف عن الأول في الطور بمقدار ثابت ، فإن الحركة المحصلة عند أى قيمة من  $x$  ستكون قطعاً ناقصاً معيناً في المستوى  $yz$  . حيثئذ يقال عن هذه الضوء أنه مستقطب إستقطاباً ناقصياً ويمكن الحصول عليه بسهولة بطرق مختلفة ( الفصل السابع والعشرون ) ونحدث حالة خاصة هامة عندما تكون سعنا الموحتين  $a_1, a_2$  متساويتين ويكون فرق الطور بينهما مضاعفات فردية للمقدار  $\pi/2$  . حينئذ يكون شكل الإهتراز عبارة عن دائرة ويقال إن الضوء مستقطب دائرياً فإذا كان إتجاه الدوران هو نفس إتجاه دوران عقارب الساعة (  $\delta = \pi/2, 5\pi/2, \dots$  ) عند النظر في عكس إتجاه إنتقال الضوء يقال إن الضوء مستقطب إستقطاباً دائرياً يمينياً ، أما إذا كان إتجاه الدوران في عكس إتجاه دوران عقارب الساعة (  $\delta = 3\pi/2, 7\pi/2, \dots$  ) فإنه يسمى ضوءاً مستقطباً إستقطاباً دائرياً يسارياً .

من الممكن توضيح أنواع الحركة المختلفة المبينة في الشكل ١٢ - ١١ بسهولة باستخدام الجهاز السابق وصفه في القسم ١٢ - ٥ . لهذا الغرض تضبط الشريحتان بحيث تهتزان في اتجاهين متعامدين إحداهما على الأخرى وتحذف المرآة . وهكذا فإن إحدى الشريحتين سوف تسبب إهترازاً أفقياً للبقعة الضوئية ، أما الأخرى فإنها تؤدي إلى اهترازة في الاتجاه العمودى . عند تشغيل الشريحتين في نفس الوقت سوف ترسم البقعة الضوئية قطعاً ناقصاً على الستار ، وإذا كان تردد اهتراز الشريحتين متساويين تماماً فإن هذا القطع الناقص سوف يظل ثابتاً . أما إذا كان هناك فرق صغير بين تردديهما فإن القطع الناقص سوف يمر على التابع بالأشكال المناظرة لجميع القيم المحتملة لفرق الطور ، أى أن الشكل سوف يمر بتتابع مرتب شبيه بما هو مبين في الشكل ١٢ - ١١ .

٣



شكل ١٢ - ١٣ : تركيب موجتين جيبيتين متعامدتين

## مسائل

١٢ - ١ : موجتان تسيران على إستقامة نفس الخط وتمطى إزاحتهما بالمعادلتين

$$y_1 = 5 \sin(\omega t + \pi/2) \text{ و } y_2 = 7 \sin(\omega t + \pi/3)$$

أوجد (أ) السعة المحصلة ، (ب) زاوية الطور الابتدائية للمحصلة ،  
(ج) معادلة الحركة المحصلة .

الجواب : (أ) 11.60 ، (ب)  $72.4^\circ$  ، (ج)  $y = 11.60 \sin(\omega t + 72.4^\circ)$

١٢ - ٢ : موجتان تتحركان معاً على نفس الخط المستقيم وتغلان بالمعادلتين :

$$y_1 = 25 \sin(\omega t - \pi/4) \text{ و } y_2 = 15 \sin(\omega t - \pi/6)$$

أوجد (أ) السعة المحصلة ، (ب) زاوية الطور الابتدائية للمحصلة ، (ج) معادلة  
مجموع هاتين الحركتين .

## ١٢ - ٣ ثلاث حركات توافقية بسيطة معادلاتها هي

$$y_3 = 4 \sin(\omega t + 90^\circ) \quad , \quad y_2 = 5 \sin(\omega t + 30^\circ) \quad , \quad y_1 = 2 \sin(\omega t - 30^\circ)$$

لإذا جمعت هذه الحركات الثلاث ، أوجد (أ) السعة المحصلة ، (ب) زاوية الطور الابتدائية للمحصلة ، (ج) معادلة الحركة المحصلة .

## ١٢ - ٤ ست حركات توافقية بسيطة متساوية في السعة والدورة ولكن طور كل منها يختلف

عن طور التالية لها بمقدار  $16^\circ +$  جمعت هذه الحركات إتجاهياً كما هو موضح في الشكل ١٢ - ٢ . إذا كانت سعة كل من هذه الحركات الست هي  $5.0 \text{ cm}$  ، أوجد (أ) السعة المحصلة ، (ب) زاوية الطور الابتدائية للمحصلة بالنسبة إلى الأولى .

الجواب (أ)  $26.70 \text{ cm}$  ، (ب)  $40.0^\circ$

١٢ - ٥ التقت موجتان سعاتهما  $8$  ،  $5$  من الوحدات ومتساويتا التردد في نقطة ما في الفراغ . إذا كان فرق الطور بينهما عند الالتقاء هو  $5\pi/8$  أوجد الشدة المحصلة بالنسبة إلى مجموع الشدتين المفردتين .

١٢ - ٦ أحسب طاقة الإهتزاز الناتجة من تراكب ست موجات سعاتها متساوية ومقدارها : وحدات وزاوايا طورها الابتدائية  $0$  ،  $36$  ،  $72$  ،  $108$  ،  $144$  ،  $180^\circ$  هل تزيد الشدة المحصلة أم تقل إذا اختفت الموجتان الأولى والثالثة ؟

١٢ - ٧ استخدام الطريقة التخطيطية في تركيب موجتين النسبة بين طوليهما الموجيين  $1$  والنسبة بين سعتيهما  $1:2$  على الترتيب . افترض أنه كان لهما نفس الطور في لحدها البداية .

١٢ - ٨ استخدم الطريقة التخطيطية في تركيب موجتين النسبة بين طوليهما الموجيين  $1$  والنسبة بين سعتيهما  $2:3$  على الترتيب . افترض أنهما تبدآن من نفس الطور

١٢ - ٩ مصدران مهتران تبعاً للمعادلتين  $y_1 = 4 \sin 2\pi t$  و  $y_2 = 3 \sin 2\pi t$  سعاتهما

الموجات في جميع الإتجاهات بسرعة قدرها  $2.4 \text{ m/s}$  أوجد معادلة حركة ... يقع على بعد  $5\text{m}$  من المصدر الأول وعلى بعد  $3\text{m}$  من الثاني .

ملحوظة :  $\omega = 2\pi \text{ rad/s}$

الجواب :  $y = 6.08 \sin(2\pi t - 25.3^\circ)$

١٢ - ١٠ تكونت موجات موقوفة نتيجة لتراكب موجتين تسيران في إتجاهين متضادين ومعادلاتهما كالتالي :

$$y_2 = 7 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} + \frac{2x}{\lambda} \right) \quad , \quad y_1 = 7 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{2x}{\lambda} \right)$$

أوجد (أ) السعة (ب) الطول الموجي  $\lambda$  (ج) طول العروة الواحدة ، (د) سرعة الموجات ، (هـ) زمن الدورة .

١١ - ١٢ أحررت تجربة فيتر باستخدام ضوء أصفر طوله الموجي  $\lambda = 5800 \times 10^{-5} \text{ cm}$  وكان القيلم الفوتوغرافي يميل على المرآة بزاوية قدرها  $0.250^\circ$  . أوجد المسافة بين شريطين داكنين متتاليين على القيلم المغمض .

١٢ - ١٢ تبعث أربع مصادر بموجات متساوية التردد والسعة ، ولكن أطوارها تختلف بزاوية قدرها  $0$  أو  $\pi$  فقط . بفرض تساوى احتمالية أى من التراكيب الطورية المختلفة ( وعددها الكلى 16 ) أثبت أن متوسط الشدة يساوى أربع أضعاف شدة أى من هذه الموجات تماماً . تذكر أن الشدة الناتجة من تركيبة تعطى بمربع الشدة المحصلة .

الجواب :

$$\begin{aligned} &++++(16), ----(16), ---+(4), +++-(4), --+-(4), \\ &+-+-(4), -+--(4), +-++(4), +---(4), -+++(4), \\ &--++(0), ++--(0), -++-(0), +-+-+(0), -+-+(0), \\ &+--+-(0); \text{sum} = 64; \text{average} = 4 \end{aligned}$$

١٢ - ١٣ أثبت أن سرعة الجمع تساوى نصف سرعة الموجة في حالة موجات الماء التى تحكمها الجاذبية .

١٢ - ١٤ أحسب سرعتى الموجة والمجموعة في حالة موجات الماء إذا كان : (أ)  $\lambda = 2 \text{ cm}$  (ب)  $\lambda = 8.0 \text{ cm}$  (ج)  $\lambda = 20.0 \text{ cm}$  لكل هذه الموجات القصيرة تعطى سرعة الموجة بالعلاقة :

$$v = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \left( g + \frac{4\pi^2 T}{\lambda^3 d} \right)}$$

حيث  $\lambda$  هو الطول الموجى بالأمتار ،  $T$  التوتر السطحي بالنيوتن لكل متر وهو يساوى  $0.073 \text{ N/m}$  عند درجة حرارة الغرفة ،  $y$  تسارع الجاذبية ويساوى  $9.80 \text{ m/s}^2$  كثافة السائل بالكيلوجرامات لكل متر مكعب .

١٢ - ١٥ تعطى السرعة الطورية للموجات في وسط معين بالعلاقة  $v = C_1 + C_2 \lambda$  حيث  $C_1$  ،  $C_2$  ثابتان . ما هى قيمة سرعة المجموعة ؟

الجواب :  $U = C_1$

١٢ - ١٦ حركتان توافقيتان بسيطتان متعامدتان معادلتهما كالتالى :  $y = 3 \sin 2\pi t$

$$z = 5 \sin (2\pi t - 3\pi/4) \quad \text{أوجد}$$

معادلة المسار المحصل ومثله بياناً بالطريقة الموضحة في الشكل ١٢ - ١٢ . حقق نقطتين على الأقل على هذا المسار بالتعويض في المعادلة المحصلة .

- ١٢ ١٧ كيف يمكن تحويل المعادلة التي تمثل الحركة في الاتجاه  $y$  في المسألة السابقة بحيث تعطى قطعاً ناقصاً وبحيث تكون الحركة في عكس اتجاه دوران عقارب الساعة ؟
- ١٢ ١٨ أوجد بالنسبة لنوع الموجات السابق وصفه في المسألة ١٢ - ١٤ (أ) القيمة المصبوطة للطول الموجي الذي تتساوى عنده سرعة الموجه وسرعة المجموعة (ب) سرعتيهما . (ج) ارسم شكلاً بيانياً يمثل  $v$  مقابل  $\lambda$  و مدى الطول الموجي من ٨.0 إلى

## الفصل الثالث عشر

### تداخل حزمتين ضوئيتين

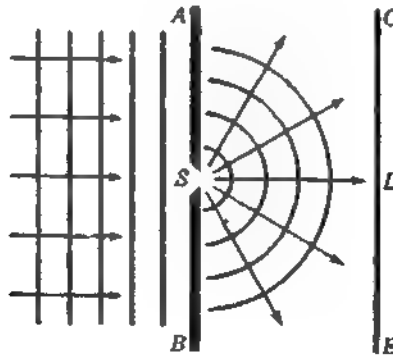
ذكرنا في بداية هذا الفصل أن من الممكن أن يتقاطع شعاعان ضوئيان بنون أن يسبب أحدهما أى تغيير أو تحوير في الآخر بعد أن يعبر منطقة التقاطع . بهذا المعنى يقال إن الشعاعين لا يتداخل أحدهما مع الآخر . ومع ذلك ، فمن الإعتبارات المذكورة في الفصل السابق ، يجب علينا أن نتوقع أن السعة المحصلة والشدة المحصلة في منطقة التقاطع ، حيث يؤثر كلا الشعاعين في نفس الوقت ، قد تختلف كثيراً عن مجموع مساهمتي الشعاعين إذا كانا يعملان كل على حدة . هذا التحوير في الشدة نتيجة لتراكب حزمتين ضوئيتين أو أكثر يسمى التداخل . وإذا كانت الشدة المحصلة صفراً أو أقل عموماً مما نتوقعه نتيجة للشدتين المنفصلتين فإن التداخل يسمى بالتداخل الهدام ، أما إذا كانت الشدة المحصلة أكبر من مجموع الشدتين المنفصلتين فإن هذا يسمى بالتداخل البناء . هذه الظاهرة صعبة الملاحظة إلى حد بعيد حتى ولو كانت في أبسط مظاهرها نظراً لقصر الطول الموجي للضوء ، لهذا لم تفهم هذه الظاهرة بهذا المعنى قبل عام ١٨٠٠ حيث كانت النظرية الجسيمية للضوء هي السائدة . وقد كان توماس يويج أول من نجح في تفسير التداخل الضوئي وإثبات الطبيعة الموجية للضوء . ولكي نستطيع فهم تجربته الرائدة التي أجراها في عام ١٨٠١ يجب علينا أولاً أن ندرس تطبيق مبدأ هام ينطبق على أى نوع من الحركات الموجية على الضوء .

#### ١٣ - ١ مبدأ هايجنز

عندما تمر الموجات خلال فتحة أو عبر حافة عائق ما فإنها دائماً تنتشر إلى حد معين في منطقة غير مفرضة مباشرة للموجات الساقطة . هذه الظاهرة تسمى الحيود . وشرح إنجس الضوء بهذا الشكل إفتراض هايجنز منذ حوالى ثلاث قرون نظرية تنص على

أن كل نقطة على الجبهة تعتبر مصدراً جديداً للموجات\* هذا المبدأ له تطبيقات واسعة المدى وسوف يُستخدم لاحقاً في دراسة حيود الضوء ، ولكننا سنعالج هنا فقط برهاناً بسيطاً جداً لصحته . في الشكل ١٣ - ١ سنفترض أن مجموعة من الموجات المستوية تقترب من الحاجز AB من اليسار ، وسنفترض أن الحاجز يحتوي على شق S عرضه أقل قليلاً من الطول الموجي . الموجات الساقطة على الحاجز في جميع النقط عدا S إما أن تنعكس أو تمتص ، ولكن S ينتج اضطراباً خلف الستار . وقد وجد عملياً أن الموجات تنتشر من S في صورة أنصاف دوائر ، وهو ما يتفق مع المبدأ السابق .

مبدأ هايجنز المين في الشكل ١٣ - ١ يمكن توضيحه عملياً بنجاح باستخدام موجات الماء . إذا وضع مصباح على هيئة قوس كهربائي على أرضية غرفة وكان فوقه خزان أو حوض ذو قاع زجاجي فإنه سوف يرسل ظلالاً للموجات على السقف الأبيض ويمكننا استخدام شريحة معدنية مهتزة أو سلك مثبت على أحد فرعي شوكة رنانة منخفضة التردد كمصدر للموجات عند إحدى نهايتي الحوض . وإذا استخدمت شوكة رنانة تعمل بالكهرباء يمكننا التحكم في الموجات بحيث تبدو ساكنة ظاهرياً وذلك بوضع قرص مشقوق على عمود موتور أمام المصباح ، ويدار القرص بنفس تردد الشوكة الرنانة لكي يعطى التأثير الاستروبوسكوبي . هذه التجربة يمكن إجراؤها أمام



شكل ١٣ - ١ : حيود الموجات المارة خلال فتحة صغيرة

\* لم تكن « الموجات » التي يقصدها هايجنز أرتالا مستمرة ولكن مجموعات من النبضات العشوائية . بالإضافة إلى ذلك إصرح هايجنز أن الموجات الثانوية فعالة في نقطة تماس غلافها المشترك فقط ، وبذلك كان يكرر إمكانية الحيود . أما أول تطبيق صحيح لهذا المبدأ فقد قام به فريزل بعد ما يزيد عن قرن كامل من الزمان .

جمهور كبير وهو أمر يستحق عمله . هذا وسوف نقوم بوصف تجارب الحيود الضوئي في الفصل الخامس عشر .

إذا أحرثت التجربة الموضحة في الشكل ١٣ - ١ بال ضوء فإن من الطبيعي أن نتوقع ، ساءاً على حقيقة أن الضوء عموماً يسير في خطوط مستقيمة ، إن تظهر بقعة ضوئية ضيقة في النقطة D . ومع ذلك فإذا كان الشق صغيراً جداً فإننا سنلاحظ إتساع هذه البقعة بدرجة كبيرة ، وأن عرضها يزداد كلما أصبح الشق أكثر ضيقاً . هذا برهان رائع على أن الضوء لا يسير دائماً في خطوط مستقيمة وأن الموجات تنتشر عند مرورها خلال فتحة ضيقة في صورة مروحة مستمرة من الأشعة الضوئية . وإذا أردنا الستار CE بلوح فوتوغرافي فإننا سنحصل على صورة فوتوغرافية كالمية في الشكل ١٣ - ٢ . وتكون شدة الضوء أقصى ما يمكن في الإتجاه المباشر ولكنها تتناقص ببطء بزيادة الزاوية . وإذا كانت سعة الشق صغيرة بالمقارنة بالطول الموجي للضوء فإن الشدة لن تصل إلى الصفر حتى إذا وصلت زاوية المشاهدة إلى  $90^\circ$  . ومع أن هذا التقديم الموجز لمبدأ هاجنز كاف لفهم طواهر التداخل التي ستناقش فيما بعد فإننا سنعود إلى دراسة حيود الضوء عند مروره خلال فتحة واحدة بمزيد من التفصيل في الفصلين الخامس عشر والثامن عشر .

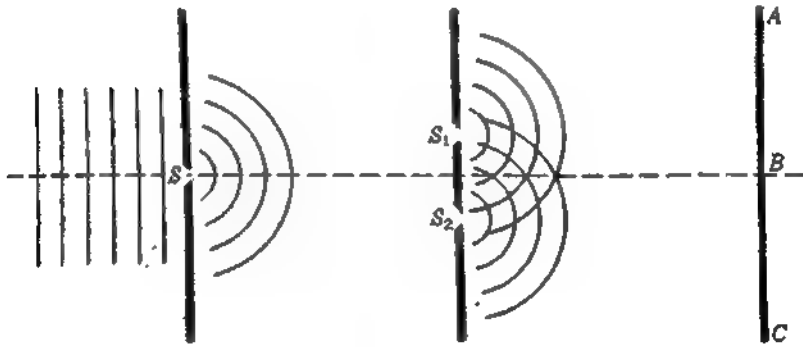


شكل ١٣ - ٢ صورة فوتوغرافية للحيود الضوئي خلال شق عرضه 0.001 mm

### ١٣ - ٢ تجربة يونج

التحربة الأصلية التي أجراها يونج موضحة تخطيطياً في الشكل ١٣ - ٣ . يسمح لضوء الشمس بالمرور أولاً خلال ثقب ضيق S ثم خلال ثقبين ضيقين  $S_1$ ،  $S_2$  يقعان على

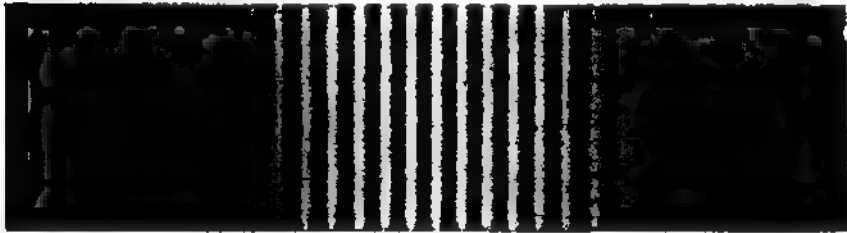
بعد كبير من الثقب الأول . حيثئذ تتداخل مجموعتا الموجات الكروية الخارجة من الثقبتين كل مع الأخرى بحيث يتكون غمط متماثل متغير الشدة على الستار AC . ومنذ أن أجريت هذه التجربة الأولى وجد أن من المناسب الاستعاضة عن الثقوب الضيقة بشقوق ضيقة واستخدام مصدر يعطي ضوءاً وحيد اللون ، أى ضوء يحتوى على طول موجى واحد فقط . بهذا يصبح لدينا الآن جبهات موجية أسطوانية بدلاً من الجبهات الموجية الكروية ، وهذه تمثل أيضاً فى بعدين بنفس الشكل ١٣ - ٣ فإذا كانت الخطوط الدائرية تمثل قسم الموجات فإن تقاطع أى خطين منها يمثل وصول موجتين متساويتين فى الطور أو مختلفتين فى الطور بمضاعفات  $2\pi$  إلى تلك النقط . ومن ثم فإن مثل هذه النقط هى إذن نقط أقصى إضطراب أو شدة وسوف يبين الفحص الدقيق للضوء المستقبل على الستار أنه يتكون من شرائط أو هدب ساطعة ومظلمة تفصلها مسافات متساوية شبيهة بما هو مبين فى الشكل ١٣ - ٤ . ويمكن الحصول على مثل هذه الصور الفوتوغرافية بالاستعاضة عن الستار AC فى الشكل ١٣ - ٣ بلوح فوتوغرافى .



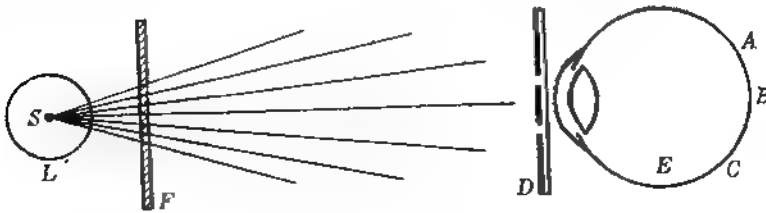
شكل ١٣ - ٣ : التجربة العملية لتجربة الشق المزدوج للونج .

من الممكن إجراء تجربة يونج فى المختبر أو قاعة المحاضرات بشكل بسيط جداً وذلك بوضع مصباح ذى فتيلة واحدة L ( شكل ١٣ - ٥ ) فى وضع رأسى فى نهاية الغرفة .

في هذه الحالة سوف تقوم الفتيلة الرأسية المستقيمة S بعمل المصدر الضوئي واشتق الأول . ويمكن إعداد شق مزدوج لكل مشاهد بسهولة بإستعمال ألواح فوتوغرافية صغيرة مساحة كل منها حوالي 1 إلى 2 بوصة مربعة ، وتعد الشقوق في المستحلب المونوكراني بسحب طرف مطواة صغيرة على اللوح مع الإستعانة بخافة مستقيمة . وليس من الضروري تجميع الألواح أو تسويدها ، بل يمكن إستعمالها كما هي . بعدئذ يحمل الشق المزدوج D بالقرب من العين E وينظر إلى فتيلة المصباح . فإذا كان شق متقاربين أى أن أحدهما يبعد 0.2mm الآخر مثلاً ، فإن ذلك يعطى هدبا تفصلها مسافات كبيرة ، أما إذا كانا متباعدين ، أى أن أحدهما يبعد مسافة 1.0mm عن الآخر مثلاً فإننا نحصل على هدب ضيقة جداً . وإذا وضع لوح زجاجي أحمر F قريباً من لوح آخر من الزجاج الأخضر وفوقه أمام المصباح فإننا سنجد أن الموجات الحمراء تعطي هدبا عريض من الخضراء ، وهو ما يعزى إلى كبر طولها الموجي كما سرى لا حقا .



شكل ١٣ - ٤ : هدب التداخل الناتجة من الشق المزدوج في الترتيب الموصحة في الشكل ١٣ - ٣ :



شكل ١٣ - ٥ - طريقة بسيطة لمشاهدة هدب التداخل .

كثيراً ما يريد المرء إجراء تجارب دقيقة باستخدام ضوء وحيد اللون بدرجة أدق مما يمكن الحصول عليه باستخدام مصدر للضوء الأبيض ومرشح زجاجي أحمر أو أخضر ، وربما كانت أسهل الطرق لذلك هي استخدام قوس الصوديوم المتوفر في الأسواق أو قوس الزئبق بالإضافة إلى مرشح لعزل الخط الأخضر 5461 Å ويتكون المرشح المناسب لهذا الغرض من لوح من زجاج الدينيوم لإمتصاص الخطوط الصفراء ولوح آخر من الزجاج الأصفر الفاتح للإمتصاص الخطوط الزرقاء والبنفسجية .

### ١٣ - ٣ هذب التداخل الناتجة من مصدر مزدوج

سنقوم الآن بإشتقاق معادلة للشدة عند أية نقطة P على الحاجز ( شكل ١٣ - ٦ ) ودراسة المسافة الفاصلة بين هذبتى تداخل متجاورتين . الموجتان الواصلتان إلى P تقطعان مسافتين مختلفتين  $S_1P$  و  $S_2P$  أى أنهما تراكبان بفرق في الطور يعطى بالعلاقة :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (S_2P - S_1P) \quad (١٣ - ١)$$

يفترض هنا أن الموجتين تبدآن من  $S_1, S_2$  في نفس الطور لأن هذان الشقان يقعان على بعدين متساويين عن شق المصدر S . علاوة على ذلك تكون السعتان متساويتين علمياً إذا كان الشقان  $S_1, S_2$  متساويين في الاتساع ومتقاربتين جداً أحدهما من الآخر ( كما هي الحال غالباً ) . بذلك تؤول مسألة إيجاد الشدة المحصلة في النقطة P إلى المسألة السابق مناقشتها في القسم ١٢ - ١ حيث درسنا جمع حركتين توافقيتين بسيطتين متساويتى التردد والسعة ولكنهما مختلفتان في الطور بمقدار  $\theta$  ؛ وقد أعطيت الشدة آنذاك بالمعادلة ( ١٢ - ٦ ) كالآلى :

$$I \approx A^2 = 4a^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (١٣ - ٢)$$

حيث a سعة كل من الموجتين على حدة و A محصلتهما .

بقى علينا الآن إيجاد قيمة فرق الطور بدلالة المسافة x وهى بعد النقطة المعنية عن النقطة المركزية  $P_0$  على الستار والمسافة بين الشقين d وبعد الشقين عن الستار D . فرق المسير هنا هو المسافة  $S_2A$  في الشكل ١٣ - ٦ ، حيث رسم الخط المقطع  $S_1A$  لكي يجعل القطعتين  $S_1$  و A متساويين البعد عن P وعادة تجرى تجربة يونج بحيث تكون المسافة D أكبر من d أو x بضعه آلاف من المرات . ومن ثم فإن الزاويتين  $\theta$  و  $\theta$  تكونان

صغيرتين جداً ومتساويتين عملياً ، ولهذا يمكننا اعتبار المثلث  $S_1AS_2$  مثلثاً قائماً ، وعليه فإن فرق الطور يصبح  $d \sin \theta' \approx d \sin \theta$  بنفس هذا التقريب يمكننا اعتبار أن جيب الراوية يساوى ظلها بحيث يكون  $\sin \theta \approx x/D$  بناء على هذه القروض نجد أن :

$$\Delta = d \sin \theta = d \frac{x}{D} \quad (١٣ - ٣)$$

هذه هي قيمة فرق المسير الذي يجب التعويض عنه في المعادلة ( ١٣ - ١ ) لكي نحصل على فرق الطور  $\delta$  . من ناحية أخرى تبين المعادلة ( ١٣ - ٢ ) أن الشدة تصل إلى قيمتها القصوى وقدرها  $4a^2$  متى كان  $\delta$  مضاعفاً صحيحاً للمقدار  $2\pi$  ، وهذا يحدث ، طبقاً للمعادلة ( ١٣ - ١ ) عندما يكون فرق المسير مضاعفاً صحيحاً للطول الموجي  $\lambda$  إذن :

$$\frac{xd}{D} = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots = m\lambda$$

أو :

$$x = m\lambda \frac{D}{d} \quad \text{للهدب الساطعة} \quad (١٣ - ٤)$$

القيمة الدنيا للشدة هي صفر ، وهذا يحدث عندما يكون  $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$  . لهذه

النقط :

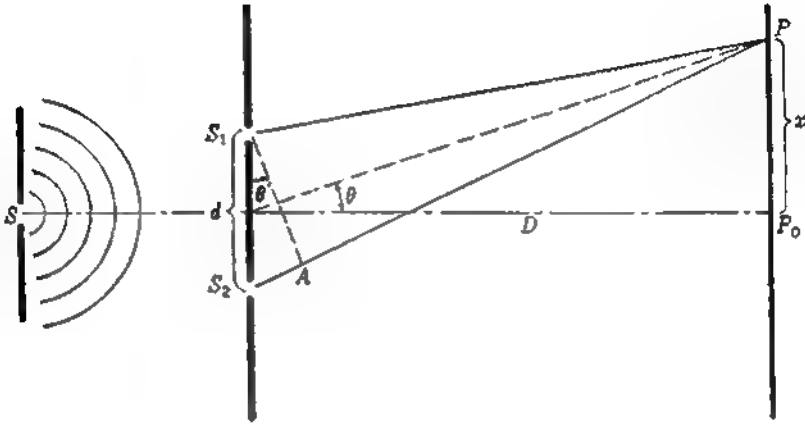
$$\frac{xd}{D} = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

أو :

$$x = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \frac{D}{d} \quad \text{للهدب المظلمة} \quad (١٣ - ٥)$$

العدد الصحيح  $m$  الذي يميز هدية ساطعة معينة يسمى رتبة التداخل ، ومن ثم فإن الهدب ذات  $m = 0, 1, 2, \dots$  تسمى الرتب الصفرية والأولى والثانية .. الخ .

طبقاً لهذه المعادلات نرى أن المسافة بين هديتين متتاليتين على الستار ، والتي تستنتج بتغيير  $m$  بمقدار الوحدة في أى من المعادلتين ( ١٣ - ٤ ) أو ( ١٣ - ٥ ) تساوى مقدار ثابتاً قيمته  $\lambda D/d$  ومن الجدير بالذكر أن تساوى المسافة بين هديتين متتاليتين ليس هو الحقيقة الوحيدة التي يؤكد بها قياس نمط تداخل كالمين في الشكل ١٣ - ٤ ، ولكن التجربة تبين أيضاً أن مقدارها يتناسب طردياً مع المسافة بين الشق المزودج والستار  $D$  ، وعكسياً مع المسافة بين الشقين  $d$  وطردياً مع الطول الموجي  $\lambda$  . ومن ثم فإن معرفة مسافة إنفصال الهدب تعطينا طريقة مباشرة لتعيين  $\lambda$  بدلالة كميات معلومة .



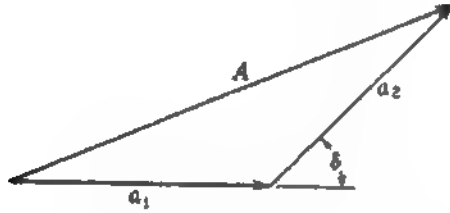
شكل ١٣ - ٦ : فرق المسير في تجربة يونج .

هذه النهايات العظمى والصغرى للشدة توجد في كل مكان بالفراغ الموجود خلف الشقين . لذلك فإن إنتاجها لا يحتاج إلى عدسة بالرغم من أنها تكون عادة دقيقة للغاية بحيث يتحتم استخدام مكبر أو عدسة عينية لرؤيتها . ونظر للتقريبات المستخدمة في اشتقاق المعادلة ( ١٣ - ٣ ) فإن القياسات الدقيقة سوف تبيّن أن انفصال الهدب يجيد عن العلاقة الخطية البسيطة المثلثة بالمعادلة ( ١٣ - ٤ ) وخاصة في المنطقة القريبة من الشقين . لذلك فإن مقطعاً في النظام الهدبي في مستوى ورقة الشكل ١٣ - ٣ سوف يتكون في الواقع من مجموعة من القطوع الزائدة بدلاً من تكونه من نظام من الخطوط المستقيمة الممتدة من منتصف المسافة بين الشقين . ومن الواضح أن القطع الزائد ، وهو منحى يمتاز بأن الفرق في المسافة بين نقطتين معينتين مقدار ثابت ، يحقق الشرط لهذه معينة ، أي ثبوت فرق المسير بالتحديد . وبالرغم من أن هذا الحيود عن العلاقة الخطية يصبح هاماً في حالة الصوت والموجات الأخرى فإنه يكون صغيراً جداً ويمكن إهماله عندما تكون الأطوال الموجية قصيرة قصر الموجات الضوئية .

## ١٣ - ٤ توزيع الشدة في النظام الهدبي

لإيجاد الشدة على الستار في النقط الواقعة بين الهيايت العظمى يمكننا تطبيق الطريقة الاتجاهية لتركيب السعات التي وصفت في القسم ١٢ - ٢ والموضحة بالنسبة للحالة الحاضرة في الشكل ١٣ - ٧ . بالنسبة للنهيات العظمى تكون الزاوية  $\delta$  صفراً وتكون الشدتان  $a_1, a_2$  متواريين ، وإذا كانتا متساويتين فإن محصلهما تكون  $A = 2a$  أما في حالة الهيايت الصغرى فإن  $a_1, a_2$  تكونان متضادتي الاتجاه وبالتالي  $A = 0$  . وعموماً ، لأي قيمة لزاوية  $\delta$  تكون السعة المحصلة  $A$  هي الضلع الذي يغلق المثلث . عندئذ تعطى قيمة  $A^2$  ، وهي مقياس للشدة ، بالمعادلة (١٣ - ٢) وهي تتناسب مع  $\cos^2(\delta/2)$  في الشكل ١٣ - ٨ يمثل المنحنى السميك العلاقة البينية للشدة مقابل فرق الطور .

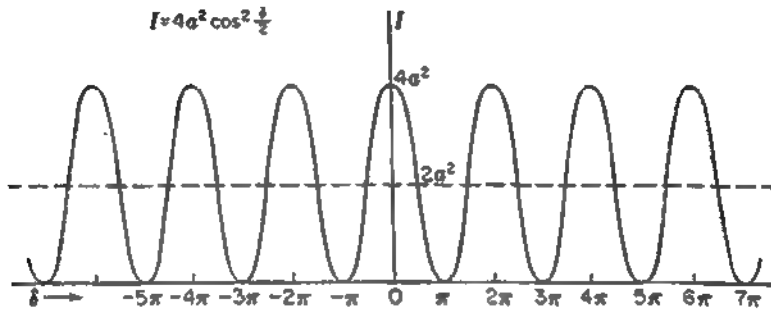
قبل إنهاء مناقشتنا لهذه الهدب يجب علينا أن نطرق سؤالاً هاماً . إذا وصلت الحزمتان



شكل ١٣ - ٧ : تركيب موجتين متساويتي التردد والسعة ومختلفتي الطور .

الضوئيتان إلى نقطة ما على الحاجز بفرق في الطور قدره  $180^\circ$  فإنهما تتداخلان تداخلاً هداماً وتكون الشدة المحصلة صفراً . وهنا قد نسأل أين ذهبت طاقة الحزمتين لأن قانون بقاء الطاقة يخبرنا أن الطاقة لا تفنى . الإجابة على هذا السؤال هي أن الطاقة التي إختفت ظاهرياً في نقط النهيات الصغرى مازالت موجودة في نقط النهيات العظمى حيث تكون الشدة أكبر في قيمتها مما إذا كانت الحزمتان تعملان بشكل مستقل بأسلوب آخر نقول إن الطاقة لم تمن ولكنها توزعت فقط في نمط التداخل بحيث يكون متوسط الشدة على الستار هو تماماً نفس الشدة التي توجد في غياب التداخل . إذن ، كما هو مبين في الشكل ١٣ - ٨ ، تتغير الشدة في نمط التداخل بين  $4a^2$  والصفر . فإذا كانت كل حزمة تعمل مستقلة عن الأخرى فإنها سوف تسهم في الشدة المحصلة بمقدار  $a^2$  ولهذا فإذا لم يكن هناك تداخل فإن قيمة الشدة على الستار ستكون منتظمة وقدرها  $2a^2$  كما هو

مين بالخط المتقطع . وللحصول على متوسط الشدة على الستار نتيجة لعدد قدره  $n$  ،  
الهدب يجب أن نلاحظ أن متوسط قيمة مربع جيب الزاوية هو  $\frac{1}{2}$  . هذا يعطى  
 $I \approx 2a^2$  طبقاً للمعادلة (١٣ - ٢) ، وهو ما يثبت صحة العبارة السابقة ويبين في ما  
الوقت أن ظاهرة التداخل لا تتضمن أى تناقص مع قانون بقاء الطاقة .



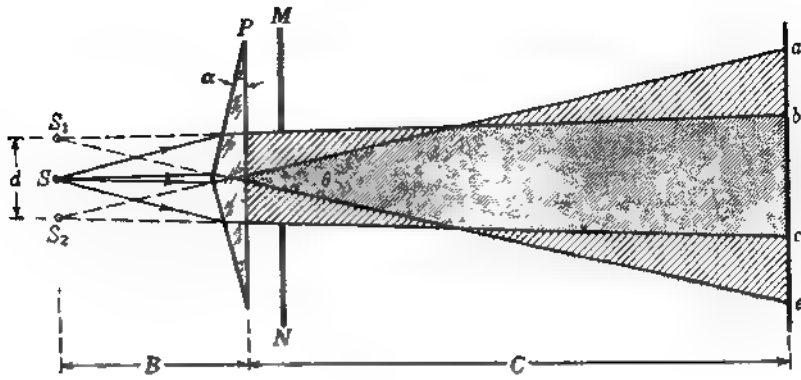
شكل ١٣ - ٨ . توزيع الشدة في هدب التداخل الناتجة من موجتين متساويتي التردد .

### ١٣ - ٥ المنشور الثنائى لفرييل

بعد أن أجرى يوجن تجربة الشق المزدوج بوقت قصير ناز جدل حول تفسير نتائج  
تلك التجربة مؤداة أن من المحتمل أن تكون الهدب الساطعة التى شاهدها قد نتجت من  
بعض التحوير المعقد للصوء بواسطة الشقين وليس نتيجة للتداخل الحقيقى ، لذلك  
ظلت النظرية الموحية موضع شك . ولكن قبل مرور سنوات قليلة أعلن فرييل عدة  
تجارب جديدة أثبت فيها تداخل الحزمتين الضوئيتين بطريقة غير قابلة للاعتراض ؛  
وسوف نناقش هنا إحدى هذه التجارب ، وهى تجربة المنشور الثنائى لفرييل ، بعض  
التفصيل .

يمثل الشكل ١٣ - ٩ رسماً تخطيطياً لتجربة المنشور الثنائى . هنا يقوم المنشور الثنائى

\* أوجستين فرييل ( ١٧٨٨ - ١٨٢٧ ) أبرز الفزيين الذين ساهموا في إرساء دعائم نظرية الصوء . وقد  
أولى فرييل باعتباره مهندساً - اهتماماً كبيراً لعلم الصوء ، وفي الفترة ١٨١٤ - ١٨١٥ اكتشف مبدأ يوج  
للتداخل مرة أخرى ووسع تطبيقه على حالات التداخل المعقدة . كذلك فإن دراساته الرياضية قد أعطت النظرية  
الموحية أساساً متيناً .



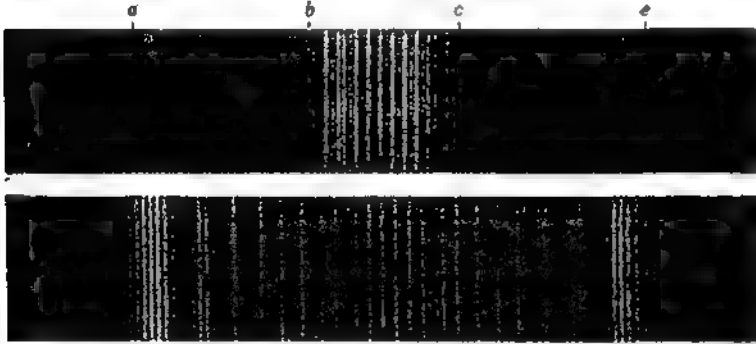
شكل ١٣ - ٩ : رسم تخطيطي لتجربة المنشور الثنائي لفرينل .

الرفيق P يكسر الضوء المنبعث من الشق S مكوناً حزمتين متراكبتين be, ac فإذا وضع ستاران N, M كما هو مبين في الشكل فإن هدب التداخل تُشاهد في المنطقة bc فقط ، وإذا أبدل الستار ae ببلوح فوتوغرافي فإننا سنحصل على صورة تشبه الصورة العليا في الشكل ١٣ - ١٠ . الهدب المتقاربة في مركز الصورة ناتجة من التداخل ، أما الهدب العريضة الواقعة عند حافة النمط فإنها ناتجة من الحيود . هذه الهدب العريضة تتكون بواسطة رأسى المنشورين اللذين تعمل كل منهما كحافة مستقيمة مما يؤدي إلى ظهور نمط سوف يناقش بالتفصيل في الفصل الثامن عشر وإذا أزيل الستاران N, M من مسار الضوء فإن المسارين يتركبان في المنطقة ae بأكملها . الصورة الفوتوغرافية السفلى في الشكل ١٣ - ١٠ توضح في هذه الحالة هدب التداخل المتساوية البعد إحداهما عن المجاورة متراكبة مع نمط حيود الفتحة الواسعة . ( أنظر نمط الحيود العلوى ، بدون هدب التداخل ، في الصور السفلى في الشكل ١٨ - ٢١ . بهذه التجربة استطاع فرينل الحصول على التداخل بدون الإعتداد على الحيود التجميع الحزمتين المتداخلتين معاً .

وكما في تجربة الشق المزدوج ليونج يمكن تعيين الطول الموجي للضوء من قياسات هدب التداخل الناتجة بالمنشور الثنائي . فإذا كانت B, C بعداً المصدر والستار عن المنشور P على الترتيب و d المسافة بين الصورتين التقديريتين S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> وكانت Δx هي المسافة بين هديتين متتاليتين على الستار ، فإن الطول الموجي يعطى طبقاً للمعادلة ( ١٣ - ٤ ) كالآتي :

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{B + C} \quad ( ١٣ - ٦ )$$

إذن ، الصورتان التقديريتان  $S_1, S_2$  تقومان بعمل المصدرين الشقيين في تجربة يوح لإيجاد المسافة الخطية بين المصدرين التقديرين  $d$  يمكننا قياس إصصالم لرو . باستخدام اسكرومتر وإفترض أن  $d = B\theta$  بدرجة كافية من الدقة . فإذا كان الصو . الموارى الآتى من الميراء ( المجمع ) يغطى نصفى المنشور فسوف تتكون صورتان لـ و عدد يمكن سهولة قياس الزاوية بينهما  $\theta$  بواسطة التلسكوب . كذلك يمكن قيام هذه الراوية بطريقة أبسط كثيراً وذلك بوضع المنشور قريباً من إحدى العينين والنظر إلى مصباح مستدير مصغر . عند مسافة معينة من المصباح يمكن أن تأتى بالصورتين إلى نقطة تتماس عندها حافتها الداخلتين بالكاد . في هذه الحالة نحسب الزاوية  $\theta$  مباشرة بقسمة قطر المصباح على المسافة بينه وبين المنشور .



شكل ١٣ - ١٠ : هدب التداخل والحيود الناتجة في تجربة المنشور الثاقى لفريل

يمكن صناعة منشور فريل الثاقى بسهولة من قطعة صغيرة من الزجاج كنصف شريحة الميكروسكوب مثلاً وذلك بشطف حوالى  $\frac{1}{2}$  إلى  $\frac{1}{4}$  بوصة على أحد الوجهين . هذا يتطلب قدراً ضئيلاً من التجليخ باستخدام المواد الحامكة العادية والصقل باستعمال أحمر الصقل ( مسحوق أحمر يستخدم للصقل ) لأن الزاوية المطلوبة تساوى حوالى  $1^\circ$  فقط .

### ١٣ - ٦ أجهزة أخرى تعتمد على إنقسام الجبهة الموجية

يمكن الحصول على الحزمتين البصويتين اللازميتين لحدوث التداخل بطرق أخرى . في الترتيبة المعروفة باسم مرآة فرنيل . ينعكس الضوء النافذ خلال شق على مرأتين مستويتين

تميل إحداهما على الأخرى بزاوية صغيرة جداً ، وعندئذ تكون المرآتان صورتين تقديريتين للشق كما هو مبين في الشكل ١٣ - ١١ . هاتان الصورتان تقومان تماماً بمس عمل الصورتين المتكونتين بإستخدام المشور الثنائي ، وتُشاهد هدب التداخل في المنطقة bc حيث تتراكب الحزمتان المنعكستان . والرموز في هذا الشكل مناظرة للرموز في الشكل ١٣ - ٩ كما تنطبق أيضاً المعادلة ( ١٣ - ٦ ) في هذه الحالة . وسوف يلاحظ أن الراوية 20 المقابلة لنقطة تقاطع M مع المصدرين تساوى ضعف الزاوية بين المرآتين .

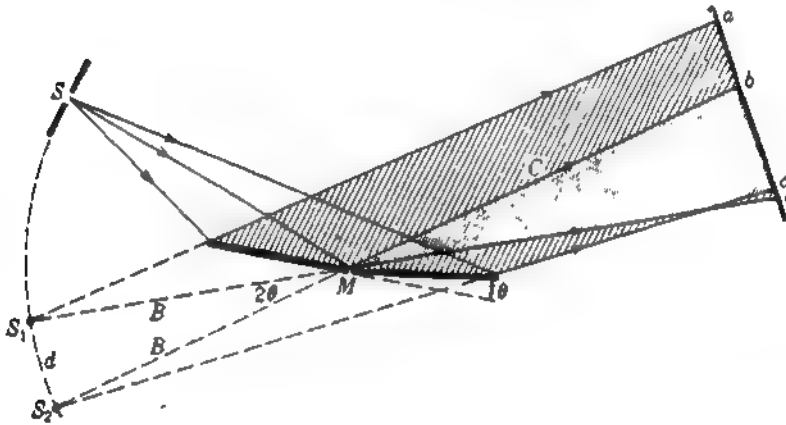
تجرى تجربة المرآة المزدوجة عادة على نضد ضوئي مع إنعكاس الضوء من المرآة بزاويا مناسبة تقريبا . ويمكن تجهيز مرآة مزدوجة جيدة جداً من لوحين من الزجاج العادي مساحة كل منهما حوالي 2 بوصة مربعة على أن تزود إحداهما بمسمار محوي لضبط الزاوية  $\theta$  وأن تزود الأخرى بمسمار آخر لضبط توازي حواف المرآتين .

يوضح الشكل ١٣ - ١٢ جهاز أبسط لإجراء التداخل بين الضوء المنعكس على مرآة طويلة والضوء الآتي مباشرة من المصدر دون أن يعانى أى انعكاس . في هذه الترتيبة المعروفة بإسم مرآة لويده تستخدم علاقات كمية مشابهة للعلاقات الخاصة بالحالات السابقة ، وهنا يمثل الشق وصورة التقديرية المصدر المزدوج للموجات المتداخلة . ومن السمات الهامة لتجربة مرآة لويده أنه إذا وضع الستار متلامساً مع طرف المرآة ( في الموضع MN ، شكل ١٣ - ١٢ ) فإن حافة السطح العاكس O تأتي في مركز هدبة مظلمة بدلاً من هدبة ساطعة كما هو متوقع . هذا يعني أن إحدى الحزمتين قد عانت تغيراً في الطور قدره  $\pi$  وحيث إن الحزمة المباشرة لا يمكن أن يتغير طورها ، فإن المشاهدة العممية تفسر بأن الضوء المنعكس قد غير طوره عند الإنعكاس . ويمثل الشكل ١٣ - ١٣ صورتين فوتوغرافيتين ملتقطتين بهذه الطريقة لهدب مرآة لويده ، وقد التقطت إحدى هاتين الصورتين في حالة الضوء المرئي بينما أخذت الأخرى في حالة أشعة X .

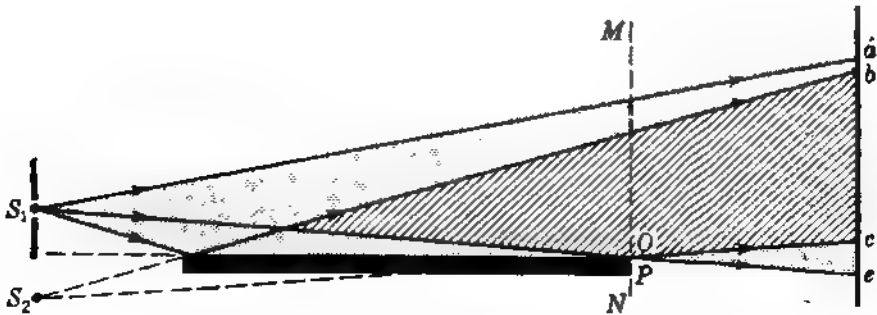
وإذا سمح للضوء النبعث من المصدر  $S_1$  في الشكل ١٣ - ١٢ بدخول طرف اللوح الزجاجي بتحريك الأخير إلى أعلى والإنعكاس كلياً على السطح الزجاجي العلوي فإن الهدب سوف يشاهد مرة أخرى في المنطقة OP مع وجود هدبة في O . هذا يوضح ثانية

أب هناك تغيراً في الطور قدره  $\pi$  عند الانعكاس ؛ وسوف نرى في الفصل الخامس والعشرين أن هذا لا يتعارض مع مناقشة تغير الطور المعطاة في القسم ١٤ - ١ . وفي هذه الحالة يسقط الضوء بزاوية أكبر من الزاوية المخرجة للانعكاس الكلي .

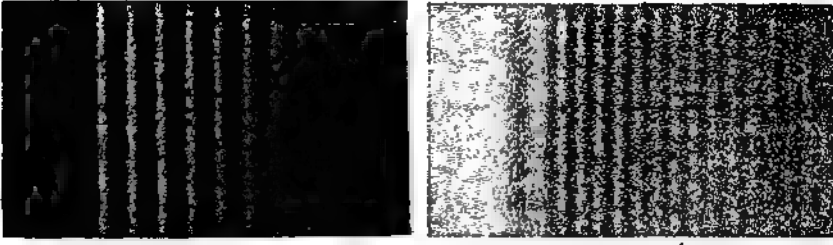
تجهر مرآة لويد للأغراض التوضيحية بسهولة كإيلي . المصدر المستخدم هنا يمكن أن يكون قوساً كربونياً يليه مرشح زجاجي ملون ثم شق ضيق ، وإذا استخدمت شريحة من الزجاج العادي عرسها ١ إلى 2 بوصة وطولها 1 ft أو أكثر فإنها سوف تعمل كمرآة ممتازة . تضبط عدسة زجاجية مكبرة على الطرف البعيد للمرآة ، وعندئذ سوف نشاهد الهدب الميئة في الشكل ١٣ - ١٣ . ويمكن مشاهدة الهدب الداخلية بصقل طرق المرآة للسماح للضوء بدخول الزجاج وتركه له ، وأيضاً بتخشين أحد سطحي الزجاج بورق صنفرة خشن .



شكل ١٣ - ١١ . هندسة مرآة فرييل المزدوجة .



شكل ١٣ - ١٢ : مرآة لويد .



(أ)

(ب)

شكل ١٣ - ١٣ : هدب التداخل الناتجة بمرآة لويج . (أ) صورة مأخوذة بالضوء المرئي ،  $\lambda = 4358\text{\AA}$  . (ب) صورة مأخوذة بأضعة  $X$  ،  $\lambda = 8.33\text{\AA}$  . (عن كيلستروم) .

هناك طرق أخرى لتقسيم الجبهة الموحية إلى جزئين ثم جمع هذين الجزئين سوياً بزاوية صغيرة بينهما . فمثلاً يمكن قطع عدسة إلى جزئين في مستوى يمر بمحورى العدسة وفصل الجزئين قليلاً لكي يكونا صورتين حقيقيتين متقاربتين لشق . الصورتين المتكونتين في هذا الجهاز الذى يسمى عدسة ييليت المقطوعة يعملان عمل الشقين في تجربة يونج . كذلك فإن عدسة واحدة يليها لوح ثنائي ( أى لوحين متوازي السطوح يمين أحدهما على الآخر بزاوية صغيرة ) سوف تؤدي إلى نفس النتيجة .

### ١٣ - ٧ المصادر المتماثلة

سوف يلاحظ أن هناك سمة هامة مشتركة بين الطرق المختلفة للحصول على التداخل لضوئى والتي ناقشناها إلى الآن ؛ هذه السمة هي أن الحزمتين المتداخلتين تشتتان دائماً من نفس المصدر الضوئى . وقد وجد بالتحريية أن من المستحيل الحصول على هدب التداخل من مصدرين منفصلين لفتيلين مصباح متجاورين ، هذا الفشل يعزى إلى أن الضوء المسعث من أى مصدر لا يتكون من رتل لانتهائى من الموجات . وعلى العكس ، تحدث دائماً تغيرات مفاجئة في الطور في فترات زمنية قصيرة جداً ( في حدود  $10^{-8}$  s . وقد ذكرت هذه النقطة في القسمين ١١ - ١ و ١٢ - ٦ ، وهكذا ، بالرغم من أن هدب التداخل قد توحد على الستار خلال هذه الفترات الزمنية القصيرة فأنها تغير موضعها عند حدوث تغير في الطور ، ونتيجة لذلك لن ترى أية هدب على الإطلاق .

أما في تجربة يونج ، وأيضا في تجارب المראה المزدوجة والمنشور الشائى ، كان هناك دائما تناظر في الطور نقطة بنقطة بين المصدرين  $S_1, S_2$  لأن كليهما مشتق من نفس المصدر فإذا تعبر . طور الضوء المنبعث ، من نقطة معينة في  $S_1$  فجأة فإن طور الضوء المنبعث من النقطة المناظرة في  $S_2$  سوف يتغير بنفس القدر في نفس اللحظة . النتيجة المنطقية لذلك هي أن الفرق في الطور بين أى زوج من النقط في المصدرين يظل دائما ثابتا ، ولهذا فإن الهدب تكون ساكنة . السمة المميزة إذن لأى تجربة من تجارب التداخل الضوئى هي أنه يجب أن توجد علاقة طورية ثابتة بين أى نقطتين متناظرتين في المصدرين ، والمصادر الضوئية التى تحقق هذه العلاقة تسمى المصادر المتناسكة .

بينما يكون من الضروري استخدام ترتيبات خاصة للحصول على مصادر متناسكة للضوء ، فإن هذا ليس صحيحا في حالة الموجات الدقيقة وهى موجات لاسلكية طولها الموجى بضعة سنتيمترات . ذلك أن هذه الموجات تنتج من مذبذب كهربائى يبعث موجة مستمرة يظل طورها ثابتا خلال فترة زمنية طويلة بالمقارنة بزمن إجراء التجربة . ومن ثم فإن مصدرين مستقلين للموجات الدقيقة لهما نفس التردد يمثلان مصدرين متناسكين ويمكن استخدامهما لأجراء تجارب التداخل . ونظرا لأن قيمة الأطوال الموجية للموجات الدقيقة مناسبة فأنها تستخدم لإيضاح كثير من ظواهر التداخل والحيود الضوئى\*.

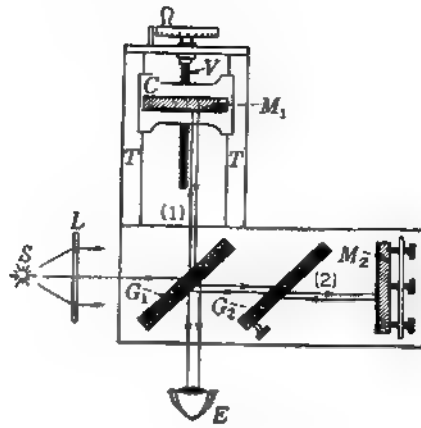
إذا كان المصدر الشقى S في تجربة يونج ( شكل ١٣ - ٣ ) واسعا أو كانت الزاوية بين الأشعة التى تتركها كبيرة فإن المصدرين لن يمثلنا مصدرين متناسكين وبذلك تختفى هدب التداخل . هذا الموضوع سوف يناقش بمزيد من التفصيل في الفصل السادس عشر .

\* هذه التجارب مناقشة في

### ١٣ - ٨ . إنقسام السعة . مقياس التداخل لمايكلسون<sup>١</sup>

من المناسب تقسيم أجهزة التداخل إلى قسمين رئيسيين : أجهزة مبنية على أساس إنقسام الجبهة الموجية ، وأجهزة مبنية على أساس إنقسام السعة . الأمثلة السابقة تنتمي جميعها إلى القسم الأول الذي تنقسم فيه الجبهة الموجية جانبياً إلى جزئين بالمرايا أو الأحججة . من الممكن أيضاً أن تنقسم الموجة بالانعكاس الجزئي حيث تحتفظ الجهتان الموجيتان الناتجتان بالأنساع الأصلي ولكن سعتيهما تقلان قليلاً ، ويعتبر مقياس التداخل لمايكلسون مثالا هاما لهذا القسم . هنا ترسل الحزمتان الناتجتان من أنقسام السعة في اتجاهين مختلفين تماماً إلى مرأتين مستويتين ثم يجمعان مرة أخرى لتكوين هدب التداخل . هذا الجهاز موضح تخطيطياً في الشكل ١٣ - ١٤ . الأجزاء الأساسية في هذا الجهاز عبارة عن مرأتين مستويتين مصقولتين صفلاً جيداً  $M_1, M_2$  ولوحين زجاجيين متوازيين اسطحيين  $G_1, G_2$  . وفي بعض الأحيان يفضض السطح الخلفي للوح  $G_2$  تفضيلاً خفيفاً ( يمثل الخط السميك في الشكل ) بحيث ينقسم الضوء الآتي من  $S$  إلى (١) حزمة منعكسة ، (٢) حزمة نافذة مساوية للأولى في الشدة . الضوء المنعكس عمودياً من المرآة  $M_1$  يمر خلال  $G_1$  مرة ثالثة ويصل إلى العين كما هو مبين . كذلك يمر الضوء المنعكس من المرآة  $M_2$  خلال  $G_2$  للمرة الثانية ثم ينعكس من سطح  $G_2$  ليصل إلى العين كذلك . الغرض من اللوح  $G_2$  ، ويسمى اللوح المعادل ، هو جعل مسيري الحزمتين في الزجاج متساويين . هذا ليس أساسياً لتكون الهدب في الضوء وحيد اللون ، ولكن لا غنى عنه عندما يستخدم الضوء الأبيض ( القسم ١٣ - ١١ ) . المرآة  $M_1$  مركبة على عربة  $C$  ويمكن تحريكها على طول طريق أو قضبان  $T$  . هذه الحركة الطيبة المحكومة بدقة تتحقق بواسطة مسمار محوى  $V$  معاير لتعيين المسافة المضبوطة التي تتحركها المرآة . وللحصول على الهدب تضبط المرأتان  $M_1, M_2$  بحيث تتعاملان تماماً إحداها على الأخرى بالاستعانة بالمسامير الموضحة خلف المرآة  $M_2$  .

١ - أ . أم . ميكلسون (A.A. Michelson) (١٨٥٢ - ١٩٣١) : فيزيائي أمريكي عبقري . وقد أولى هذا العالم اهتماماً كبيراً بسرعة الضوء في شبابه المبكر وبدأ تجاربه عندما كان مدرساً للفيزياء والكيمياء في الأكاديمية البحرية التي تخرج فيها في عام ١٨٧٣ . ومن الطريف أن مدير الأكاديمية قد سأل ، كما يقال ، ما يكلسون الشد لماد يصيح وقته في هذه التجارب غير المفيدة . وبعد سنوات قليلة نال ما يكلسون جائزة بونل ( ١٩٠٧ ) تقديراً لعمله في مجال الضوء . وقد أجرى الجزء الأعظم من العمل في مجال سرعة الضوء ( القسم ١٧ - ٣ ) خلال السنوات العشر التي قضاها في معهد كيس التكنولوجي . وفي الجزء الأخير من حياته كان ما يكلسون استاذاً للهندسة بجامعة شيكاغو حيث أجرى كثيراً من تجاربه في مجال تداخل الضوء



شكل ١٣ - ١٤ : رسم تخطيطي لقياس التداخل لمايكلسون .

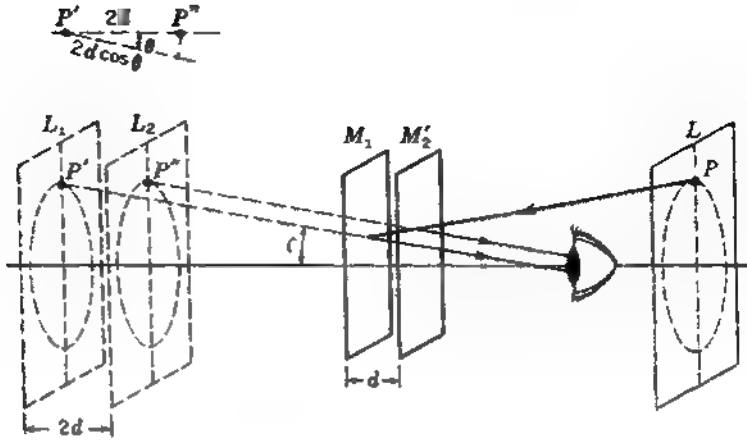
وحتى إذا أجريت عمليات الضبط السابقة فإن الهدب لن ترى إلا إذا تحقق شرطان هاما . أولا ، يجب أن ينبع الضوء من مصدر محدد ، ذلك أن المصدر النقطي أو الشق المستخدمان في التجارب السابقة لن يؤديا إلى تكون النظام الهدبي المطلوب في هذه الحالة . وسوف يتضح السبب في ذلك عند دراسة منشأ الهدب . ثانيا ، يجب أن يكون الضوء عموماً وحيد اللون أو قريبا من ذلك . هذا صحيح على وجه الخصوص عندما تكون المسافتان من  $M_2, M_1$  إلى اللوح  $G_1$  مختلفتين بدرجة كبيرة .

يمكن الحصول على المصدر الممتد المناسب لاستخدامه في مقياس التداخل لمايكلسون بأحدى طرق عديدة . فلهب الصوديوم أو القوس الزئبقي ، إذا كان كبيرا بدرجة كافية ، يمكن أن يستخدم بدون الستار  $L$  في الشكل ١٣ - ١٤ . وإذا كان المصدر صغيرا فإن ستارا من الزجاج المصنفر أو عدسة في الموضع  $L$  سوف يوسع مجال النظر . وبالنظر إلى المرآة  $M_1$  خلال اللوح  $G_1$  سوف يرى المرء أن المرآة مليئة بالضوء وللحصول على الهدب تكون الخطوة التالية هي مقياس المسافة من كل من  $M_2, M_1$  إلى السطح الخلفي للوح  $G_2$  بشكل تقريبي وذلك باستخدام مسطرة ملليمترية وتحريك  $M_1$  إلى أن تتساوى هاتان المسافتان في حدود فرق قدرة ملليمترات قليلة . بعدئذ تصطد المرآة  $M_2$  لتصبح عمودية على  $M_1$  وذلك بمشاهدة صور دبوس أو أى شيء حاد موضوع بين المصدر واللوح  $G_1$  . عندئذ سوف يرى زوجان من الصور أحدهما ناتج من الانعكاس على السطح الأمامي للوح  $G_1$  والآخر ناتج من الانعكاس على سطحه الخلفي . وعندما تدار المسامير المحواة التي تتحكم في وضع  $M_3$  إلى أن ينطبق أح-

الروحين على الآخر مباشرة يجب أن تظهر هدب التداخل . ولكن هذه الهدب عند ظهورها لن تكون واضحة ما لم تكن العين مركزة على السطح الخلفي للمرآة  $M_1$  أو قريبة منه ، لذلك يجب على المشاهد أن ينظر باستمرار إلى هذه المرآة أثناء البحث عن الهدب . وبعد أن تظهر الهدب واضحة يجب إدارة المسامير المحواة بحيث يزداد عرض الهدب باستمرار ، وفي النهاية سوف نحصل على مجموعة من الهدب الدائرية المتمركزة . وتكون المرآة  $M_2$  عندئذ عمودية تماما على  $M_1$  إذا كانت الأخيرة تميل على البوح  $G_1$  بزاوية قدرها  $45^\circ$  .

### ١٣ - ٩ الهدب الدائرية

تنتج هذه الهدب بواسطة الضوء وحيد اللون عندما تكون المراتان في الوضع المضبوط تماما وهي الهدب المستخدمة في معظم أنواع القياسات التي تجرى بمقياس التداخل . ويمكن فهم منشأها بالرجوع إلى الرسم التخطيطي الموضح في الشكل ١٣ - ١٥ . وقد استبدلت المرآة الحقيقية  $M_2$  ها بصورتها التقديرية  $M_2'$  المتكونة بالانعكاس في  $G_1$  . إذن  $M_2'$  موازية للمرآة  $M_1$  . ونظرا للانعكاسات المتعددة في مقياس التداخل الحقيقي يمكننا الآن أن نعتبر أن المصدر الممتد موجود عند  $L$  ، خلف المشاهد ، وأنه يكون صورتين تقديريتين  $L_1, L_2$  في  $M_1, M_2'$  . هذان المصدران مناسكان ، بمعنى أن أطوار النقط المتناظرة في الإثنين متساوية تماما طوال الوقت . فإذا كان  $d$  يمثل المسافة  $M_1, M_2'$  فإن المسافة بين المصدرين تكون  $2d$  . وعندما تكون المسافة  $d$  عددا صحيحا من أنصاف الطول الموجي ، أي عندما يكون فرق المسير  $2d$  مساويا لعدد صحيح من الأطوال الموجية الكاملة ، فإن جميع الأشعة المنعكسة عموديا على المرايا تكون متطابقة ، ولكن الأشعة الضوئية المنعكسة بأية زوايا أخرى سوف لا تكون متطابقة عموما . بالرجوع إلى الشكل يمكننا أن نرى أن فرق المسير بين الشعاعين الواصلين إلى العين من نقطتين متناظرتين  $P', P''$  هو  $2d \cos \theta$  . هذا ولا بد أن تكون الزاوية  $\theta$  بالضرورة متساوية للشعاعين عندما تكون المرآة  $M_1$  موازية للمرآة  $M_2'$  لكي تكون الأشعة متوازية . ومن ثم ، فإذا كانت العين متكيفة لاستقبال الأشعة المتوازية ( يفضل هنا استخدام تلسكوب صغير وخاصة لقيم  $d$  الكبيرة ) فإن الأشعة سوف يقوى بعضها البعض لتكوين نهايات عظمية عند تلك الزوايا التي تحقق العلاقة .



شكل ١٣ - ١٥ : تكون الهدب الدائرية في مقياس التداخل لما يكملون .

وحيث أن الراوية  $\theta$  ثابتة للقيم الثابتة للمقادير  $d, \lambda, m$  فإن النهايات العظمى تقع في صورة دوائر حول طرف العمود الممتد من العين إلى المراآتين . بفك جيب التمام يمكن أن نثبت من المعادلة ( ١٣ - ٧ ) أن أوصاف أقطار الحلقات تتناسب مع الجذور التربيعية للأعداد الصحيحة كما في حالة حلقات ينوتن ( القسم ١٤ - ٥ ) . هذا ويتبع توزيع الشدة عبر الهدب المعادلة ( ١٣ - ٢ ) التي يعطى فيها الطور بالمعادلة :

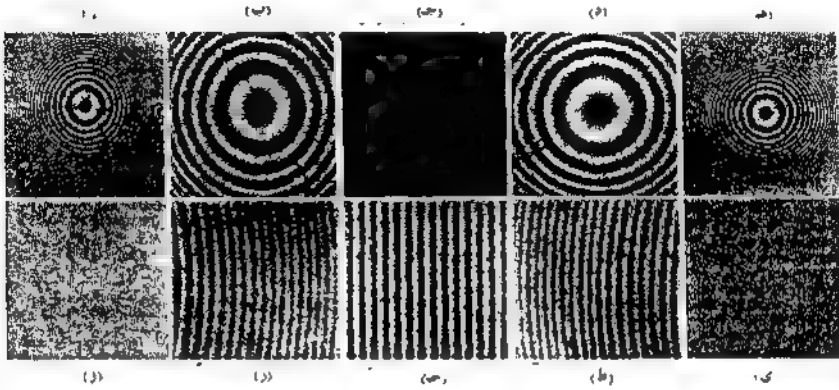
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos \theta$$

الهدب من هذا النوع الذى تتداخل فيه حزمتان يتحدد فرق الطور بينهما بزاوية الميل  $\theta$  تعرف عادة باسم الهدب متساوية الميل . وبعكس النوع الذى سيوصف في القسم التالى ، يمكن أن يظل هذا النوع من الهدب مرئيا في مدى واسع جدا من فروق الطور . وسوف يناقش القيد النهائى على فرق المسير في القسم ١٣ - ١٢ .

الجزء العلوى من الشكل ١٣ - ٦ يوضح كيف تظهر الهدب الدائرية في ظروف مختلفة . إذا بدأنا بالمرآة  $M_1$  في وضع يبعد عدة سنتيمترات عن  $M_2$  فإن المظهر العام للنظام الهدبى سيكون كما هو موضح في (أ) حيث تكون الهدب متقاربة جدا بعضها من بعض . وإذا حركنا الآن  $M_1$  ببطء تجاه  $M_2$  بحيث تتناقص المسافة  $d$  فإن المعادلة ( ١٣ - ٧ ) تبين أن هدبة معينة ذات قيمة معينة للترتبة  $m$  يجب أن تنقص قطرها لأن

ج

حاصل العصب  $2d \cos \theta$  يجب أن يظل ثابتاً . ومن ثم فإن الحلقات نكتمش وتختفى في المركز على التوالي ، وتختفى حلقة واحدة في كل مرة بفص فيها المسافة  $2d$  بمقدار  $\lambda$  ، أو نقص فيه  $d$  بمقدار  $\lambda$   $\cos \theta = 1$  هذا ينتج من حقيقة أن  $\cos \theta = 1$  عند المركز . حيث تتحول المعادلة ( ١٣ - ٧ ) إلى :



شكل ١٣ - ١٦ : مظهر مختلف أنواع الهدب المشاهدة في مقياس التداخل لما يكسبون الصف العلوي يمثل الهدب الدائرية ، والصف السفلي يمثل الهدب محددة الموقع . فرق المسير يزداد إلى الخارج في كلا الجانبين بالنسبة للمركز .

( ١٣ - ٨ )

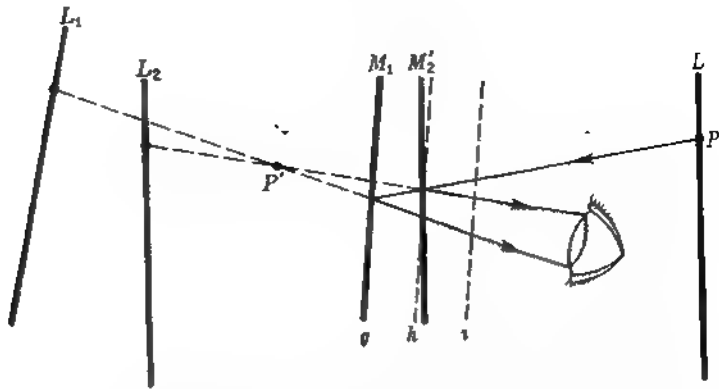
$$2d = m\lambda$$

لكي تتغير الرتبة  $m$  بالوحدة يجب أن تتغير  $d$  بمقدار  $\lambda/2$  ، والآن ، كلما ازدادت  $M_1$  قريباً من  $M_2$  يزداد انفصال الحلقات زيادة مطردة ، كما هو مبين في الشكل ١٣ - ١٥ (ب) حتى تصل في النهاية إلى موضع خرج تمتد فيه الهدبة المركزية لتغطي مجال المنظر بأكمله ، كما هو موضح في (ح) . هذا يحدث عندما تنطبق  $M_1$  على  $M_2$  تماماً ، ذلك لأنه من الواضح أن فرق المسير في هذه الظروف يساوى صفراً لجميع زوايا السقوط . وإذا استمرت المراة في الحركة بعد ذلك فإنها تمر في الواقع بالمراة  $M_2$  ، وعندئذ تظهر هدب مفصصة بمسافات كبيرة ، وتبدأ الهدب في هذه الحالة من المركز وتمتد إلى الخارج . هذه الهدب تصبح أكثر تقارباً كلما إزداد فرق المسير كما هو مبين في الحزئين (د) و (هـ) من الشكل .

## ١٣ - ١٠ الهدب المحددة الموقع

عندما لا تكون المرآتان  $M_1$  و  $M_2$  متوازيتين تماماً لا يزال بالإمكان رؤية الهدب عند استخدام الضوء وحيد اللون ولكن الفروق في المسير لا تزيد عن بضعة ملليمترات وفي هذه الحالة يكون الحيز بين المرأتين على شكل إسفين كما هو موضح في الشكل ١٣ - ١٧. لذلك لن يكون الشعاعان الواصلان إلى العين من نقطة معينة على المصدر متوازيين  $\gamma$  ولكنهما يظهران كما لو كان متفرقين من نقطة  $P$  قرب المرآتين. ولتختلف مواضع النقطة  $P$  على المصدر الممتد يمكن إثبات\* أن فرق المسير بين الشعاعين يظل ثابتاً وأن بعد  $P'$  عن المرآتين يتغير. ولكن إذا لم تكن الزاوية بين المرأتين صغيرة جداً فإن المسافة الأخيرة لن تكون كبيرة أبداً، ومن ثم لكي نرى هذه الهدب بوضوح يجب أن نركز العين بؤرياً على ظهر المرآة  $M_1$ . وعملياً تكون الهدب المحددة الموقع مستقيمة لأن تغير فرق المسير عبر مجال النظر ينتج الآن أساساً من تغير سمك الغشاء الهوائي بين المرأتين. وفي حالة الغشاء ذي الشكل الإسفيني يكون المحل الهندسي للنقط ذات السمك المتساوي عبارة عن خط مستقيم موازي لحافة الإسفين. ومع ذلك فإن الهدب لا تكون مستقيمة تماماً إذا كانت قيمة  $d$  كبيرة، ذلك لأن هالك أيضاً بعض التغير في فرق المسير مع الزاوية. وعموماً تكون هذه الهدب منحنية وتكون دائماً محدبة ناحية الحافة الرقيقة للإسفين. ومن ثم، لقيمة معينة للمسافة  $d$  يمكننا أن نشاهد هدباً كالمبيبة في الشكل ١٣ - ١٦ (ز). وعندئذ يمكن أن تكون المرآة  $M_1$  في موضع مثل  $g$  في الشكل ١٣ - ١٧. وعندما تنقص المسافة بين المرأتين تتحرك الهدب إلى اليسار عبر المجال مع عبور هدبة واحدة للمركز في كل مرة تتغير فيها  $d$  بمقدار  $\lambda/2$  وبإقترابنا من فرق المسير الصفري تصبح الهدب أكثر استقامة، وعندما نصل إلى نقطة تتقاطع فيها  $M_1$  بالفعل مع  $M_2$  تصبح الهدب مستقيمة تماماً كما في (ح). بعد هذه النقطة تبدأ الهدب في الانحناء في الاتجاه المعاكس، كما هو مبين في (ط). المجالان الخاليان (و) و (ي) يوضحان أن هذا النوع من الهدب لا يشاهد عندما تكون فروق المسير كبيرة. ونظراً لأن التغير الأساسي في فرق المسير ينتج من تغير المسافة  $d$  فإن هذه الهدب تعرف بإسم الهدب متساوية السمك.

\* عند استخدام مصطلح « الشعاع » هنا وفي أي مكان تناقش فيه، ظواهر التداخل فإنه يعنى مجرد الاتجاه العمودي على الجبهة الموجية ولا يعنى إطلاقاً حزمة صوتية متاهية الضيق.



شكل ١٣ - ١٧ تكون الهدب بالمرآتين مائتين في مقياس التداخل لما يكملون .

### ١٣ - ١١ هذب الضوء الأبيض

إذا إستخدم مصدر للضوء الأبيض لن تشاهد أى هذب على الإطلاق بإستثناء ظهورها عندما يكون فرق المسير صغيراً جداً ولا يميز عن بضعة أطوال موجية قليلة . لكي تشاهد هذه الهدب يجب أن تميل المرآتان إحداها على الأخرى ميلاً طفيفاً كما في حالة الهدب المحددة الموقع ، ويوجد موضع  $M_1$  حيث تتقاطع مع  $M_2$  . في حالة الضوء الأبيض سوف نشاهد إذن هدبة مركزية مظلمة يحدها من كلا الجانبين 8 أو 10 هذب ملونة . ومن الجدير بالذكر أن إيجاد هذا الموضع بإستخدام الضوء الأبيض فقط أمر في غاية الصعوبة . وربما كانت أفضل الطرق لذلك هي إيجاد ذلك الموضع مقدماً بشكل تقريبي وذلك بإيجاد الموضع الذي تصح فيه الهدب المحددة الموضع مستقيمة في حالة ضوء وحيد اللون . بعدئذ تحرك المرآة  $M_1$  ببطء شديد في هذه المنطقة مع إستعمال الضوء الأبيض وعندئذ تظهر هذه الهدب في مجال الرؤية .

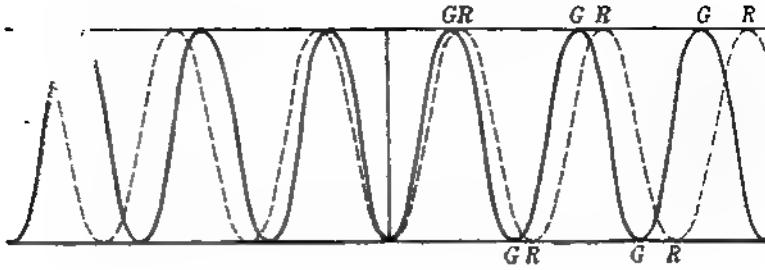
من الممكن تفهم السبب في ظهور عدد قليل من الهدب عندما إستخدام الضوء الأبيض بسهولة إذا تذكرنا أن هذا الضوء يحتوي على جميع الأطوال الموجية الواقعة بين 400 nm, 750 nm . ذلك أن هذب اللون المعين تنفصل مسافات متزايدة كلما إزداد الطول الموجي للضوء . ومن ثم فإن هذب الألوان المختلفة تنطبق فقط عندما تكون  $d=0$  كما هو موضح في الشكل ١٣ - ١٨ . وهنا يمثل المنحنى المتصل توزيع الشدة في هذب

الضوء الأحمر . ومن الواضح أن الهدبة المركزية وحدها لا تكون ملونة وأن هدب الألوان المختلفة سوف تبدأ في الانفصال مباشرة على كلا الجانبين مكونة ألواناً مختلفة غير نقية ليست خطوطاً طيفية مشبعة . بعد 8 أو 10 هدب يوجد في أى نقطة معينة عدد كبير جداً من الألوان للدرجة أن اللون المحصل يكون أيضاً أساساً . ومع ذلك فإن التداخل لا يزال موجوداً في هذه المنطقة لأن الأسيتروسكوب يبين وجد طيف مستمر في هذه المنطقة تتخلله شرائط مظلمة عند تلك الأطوال الموجية التي تحقق شرط التداخل الهدم . كذلك تشاهد هدب الضوء الأبيض في جميع الطرق الأخرى لإنتاج التداخل والتي سقت مناقشتها إذا ما استعصر عن الضوء وحيد اللون بضوء أبيض . هذه الهدب هامة على وجه الخصوص في مقياس التداخل لما يكلسون حينما تستخدم لتحديد فرق المسير الصفري كما سوف نرى في القسم ١٣ - ١٣ .

يتضمن أحد كتب مايكلسون\* نسخة ممتازة بالألوان لهدب الضوء الأبيض . كذلك يحتوي هذا الكتاب على هدب ثلاث ألوان مختلفة كل على حدى وتعتبر دراسة هذه الهدب وعلاقتها بهدب الضوء الأبيض دراسة هامة لأنها تبين منشأ الألوان المختلفة غير النقية في هدب الضوء الأبيض .

لقد ذكرنا سابقاً أن الهدبة المركزية في نظام هدب الضوء الأبيض ، أى الهدبة لمنظرة لفرق مسير يساوى الصفر ، تكون مظلمة عند مشاهدتها في مقياس التداخل لمايكلسون . وعادة يتوقع المرء عادة أن تكون هذه الهدبة بيضاء لأن الحزمتين يجب أن تكونا متطاورتين إحداهما مع الأخرى لجميع الأطوال الموجية في هذه النقطة ، وهذا صحيح في الواقع في حالة الهدب المكونة بالأجهزة الأخرى كالمشور الثانى . ولكن من الواضح في هذه الحالة ، كما يمكننا أن نرى من الشكل ١٣ - ١٤ ، أن الشعاع 1 يعانى إبعكاساً داخلياً في اللوح بينما يعانى الشعاع 2 إنعكاساً خارجياً مع ما يتبعه من تغير في الطور [ أنظر المعادلة ( ١٤ - ٤ ) ] . ولهذا فإذا لم يكن السطح الخلفى للوح G مفضفاً فإن الهدبة المركزية تكون مظلمة . أما إذا كان مفضفاً فإن الشروط تكون مختلفة وحينئذ قد تكون الهدبة المركزية بيضاء .

\* A. A. Michelson, "Light Waves and Their Uses," 2nd Edition, University of Chicago Press, Chicago, 1905.



شكل ١٣ - ١٨ : تكون هدب الضوء الأبيض وبها هدبة مظلمة في المركز .

### ١٣ - ١٢ رؤية الهدب

هناك ثلاث أنواع من القياسات التي يمكن إجراؤها باستخدام مقياس التداخل :

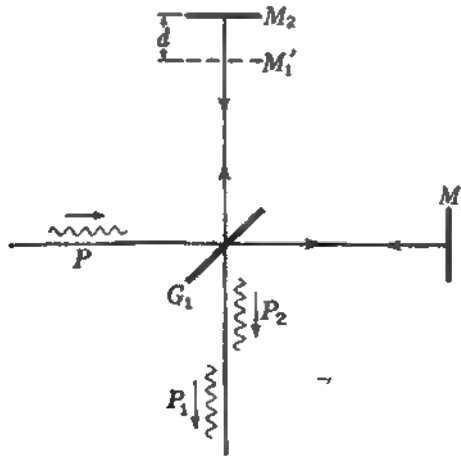
(١) عرض الخطوط الطيفية وتركيبها الدقيق ، (٢) الأطوال والازاحات بدلالة الطول الموجي للضوء ، (٣) معاملات الانكسار . وكما سبق أن شرحنا في القسم السابق ، عندما يوجد بعض الانتشار في الأطوال الموجية المنبعثة من المصدر الضوئي فإن الهدب تصبح غير واضحة وتختفي في نهاية الأمر بزيادة فرق المسير . وفي حالة الضوء الأبيض تصبح الهدب غير مرئية عندما تساوي  $d$  طول موجية قليلة فقط ، بينما تظل الهدب الناتجة من ضوء يحتوي على خط طيفي واحد مرئية بعد أن تتحرك المرآة عدة سنتيمترات . وحيث إنه لا وجود لخط طيفي مثالي الحدة فإن الأطوال الموجية المركبة المختلفة تنتج هدباً تختلف إختلافاً طفيفاً في المسافة الفاصلة بين هدبتين متتاليتين ، ومن ثم فإن هناك حداً لفرق الطور الممكن استخدامه حتى في هذه الحالة . ولأغراض قياس الطول التي سنصفها فيما بعد قام ما يكلسون باختبار الخطوط الطيفية المنبعثة من مختلف المصادر وإستنتج أن هناك خط أحمر معين في طيف الكاديوم هو أكثرها ملائمة لهذه الأغراض . وقد قاس ما يسمى بالرؤية التي يعرف كالتالي :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (١٣ - ٩)$$

حيث  $I_{\max}$  و  $I_{\min}$  هما الشدتين عند النهايتين العظمى والصغرى في النمط الهدبي . وكلما كان نقص بزيادة فرق المسير أكثر بطئاً ، كلما كان الخط أكثر حدة . ففي حالة خط الكاديوم الأحمر تبيط هذه الكمية إلى 0.5 عند فرق مسير قدره حوالي 10 cm ، أو  $d =$

في بعض الخطوط لا تقل الرؤية بانتظام ولكنها تنذب بقدر قليل أو كثير من الإنتصام . هذا السلوك يشير إلى أن لهذا الخط تركيب دقيق وأنه يتكون من خطين أو أكثر من الخطوط المتقاربة جداً بعضها من بعض . وهكذا فقد وجد أن الهدب في حالة ضوء الصوديوم تتغير بين الحدة والانتشار على التتابع كلما أصبحت الهدب الناتجة من خطي الصوديوم D متحدة في الخطوة أو مختلفة فيها . كذلك وجد أن عدد الهدب بين موضعين متتاليين للوضع الأقصى حوالي 1000 وهو ما يشير إلى أن الطولين الموجين المركبين يختلفان أحدهما عن الآخر بجزء واحد تقريباً لكل ألف جزء . وفي الحالات الأكثر تعقيداً يمكن تعيين انفصال وشدة المركبات بتحليل فورية لمنحنيات الرؤية . وحيث أن هذه الطريقة لدراسة التركيب الدقيق للخطوط قد حلت محلها الآن طرق مباشرة أكثر وهي ما سنصفها في الفصل التالي ، فإننا لن نناقشها هنا بأى قدر من التفصيل .

من المفيد في هذه النقطة أن ندرس طريقة بديلة لتفسير الاختفاء الحتمي للتداخل عند فروق المسير الكبيرة . في القسم ١٢ - ٦ وضحنا أن الإنتشار المحدود للأطوال الموجية يناظر حرماً ضميمات موجية ذات طول محدود ، وهذا الطول يقل بزيادة الانتشار . ومن ثم فعندما تقطع حزمتان من الأشعة في مقياس التداخل مسافات تختلف بأكثر من طول الضميمتين الموجيتين المنفردتين فإنهما لن تراكبا ويصبح التداخل مستحيلاً . ويوضح



شكل ١٣ - ١٩ : القيمة الحدية لفروق المسير وكيف تعين بطول الحزم الموجية .

الشكل ١٣ - ١٩ الموقف في حالة إختفاء الهدب إختفاءً تاماً . ها تنقسم سعة الضميمة الموحية الأصلية P عند G إلى حزمتين متشابهتين إحداهما P<sub>1</sub> تتحرك إلى M<sub>1</sub> والثانية P<sub>2</sub> تتحرك إلى M<sub>2</sub> . وعندما تتحد الحزمتان ثانية فإن P<sub>2</sub> تكون متأخرة عن P<sub>1</sub> بمسافة قدرها 2d . من الواضح أن قياس هذه القيمة الحدية لفرق المسير تعطينا مباشراً لطول الضميمات الموحية . هذا التفسير لتوقف التداخل يبدو للوهلة الأولى متعارضاً مع التفسير السابق ذكره . ولكن دراسة مبدأ تحليل فورية يبين أن هذين التفسيرين متكافئان رياضياً تماماً وإتباعاً مجرد طريقتين بديلتين لتمثيل نفس الظاهرة .

### ١٣ - ١٣ قياس الطول بواسطة التداخل الضوئي

الميزة الأساسية لمقياس التداخل لما يكلسون على الطرق القديمة لإنتاج التداخل تكمن في حقيقة أن الحزمتين الضوئيتين هنا منفصلتان بدرجة كبيرة وأن فرق المسير يمكن تغييره إرادياً بتحريك المرآة أو إدخال مادة كاسرة في إحدى الحزمتين . هاتان الطريقتان لتغيير المسير البصري تمثلان أساس تطبيقين آخرين هامين لمقياس التداخل . في هذا القسم سنناقش القياسات الدقيقة للمسافة بدلالة الطول الموحى للضوء ، كذلك سنقوم بوصف طريقة تعيين معاملات الإنكسار باستخدام ظاهرة التداخل الضوئي في القسم ١٣ - ١٥ .

عند تحريك المرآة M<sub>1</sub> في الشكل ١٣ - ١٤ يبطئ من موضع إلى آخر تتحرك هدب الضوء وحيد اللون في مجال المنظر ، وعندئذ سوف يعطينا عدد الهدب التي تعبر مركز المجال قياساً للمسافة التي تحركها المرآة بدلالة  $\lambda$  ؛ ذلك أنه طبقاً للمعادنة

( ١٣ - ٨ ) نرى أن الموضع d<sub>1</sub> المناظر للهدبة المضيفة من الرتبة m<sub>1</sub> يعطى بالعلاقة :

$$2d_1 = m_1\lambda$$

كذلك يعطى الموضع d<sub>2</sub> المناظر للهدبة المضيفة من الرتبة m<sub>2</sub> بالعلاقة :

$$2d_2 = m_2\lambda$$

بطرح هاتين المعادلتين إحداهما من الأخرى نجد أن :

$$( ١٣ - ١٠ ) \quad d_1 - d_2 = (m_1 - m_2) \frac{\lambda}{2}$$

وعليه فإن المسافة التي تحركتها المرآة تساوى عدد الهدب التي قمنا بعدها مضروباً في طول الموجة . وبالطبع ليس من الضروري أن تناظر المسافة المقاسة عدد الهدب من أنصاف الأطوال الموجية . ويمكن تقدير الأجزاء الكسرية لازاحة الهدبة بسهولة ذُفرت عشر هدبة وأحياناً لأقرب جزء من عشرين جزء إذا ما أُحرى القياس نفسه . وعنده فإن الرقم الأخير يعطى المسافة بدقة قدرها جزء واحد من مائة جزء من طول موجي ، أو  $5 \times 10^{-7} \text{ cm}$  في حالة الضوء الأخضر .

نقيس الطول الموجي للضوء في المختبر تستخدم عادة نسخة صغيرة من مقياس التداخل مايكلسون تحتوي على ميكروسكوب مثبت في العربة المتحركة التي تحمل المرآة . إذا ضبط الميكروسكوب على تدريج زجاجي صغير فإن عدد الهدب ،  $m_1 - m_2$  ، بين مرآة بين قرأتين  $d_2, d_1$  على التدريج سوف يعطى بناءً على المعادلة ( ١٣ - ١٠ ) . كذلك من الممكن رؤية أنحناء عمود ما أو حتى حائط من الطوب عندما اليد بل وحتى قياسه وذلك بتثبيت المرآة  $M_1$  مباشرة في العمود أو الحائط .

تعتبر مقارنة المتر العياري في باريس بالأطوال الموجية للخطوط القوية في طيف الكاديوم ، وهي الخطوط الحمراء والخضراء والزرقاء ، والتي قام بإجرائها مايكلسون وبنوا أهم قياس يستخدم فيه مقياس التداخل . وللأسباب السابق مناقشتها يصبح من المستحيل إحصاء عدد الهدب المقابلة لازاحة المرآة المتحركة من إحدى نهايتي المتر القياسي إلى الأخرى . بدلاً من ذلك استخدمت تسع مقاييس عيارية بينية (تالونات) ، كالإيتالون المين في الشكل ١٣ - ٢٠ ، طول كل منها ضعف طول لأخرى . وقد ركب أقصر إيتالونين أولاً في مقياس تداخل ذي تصميم خاص ( شكل ٢٠ ) يغطي مجال المنظر فيه المرايا الأربع  $M_1, M_2, M_3, M_4$  . وبالاستعانة بهدب الضوء الأبيض ضبطت أبعاد المرايا  $M_1, M_2, M_3$  عن العين بحيث كانت جميعها متساوية كما في الشكل . وبعد إبدال الضوء الأبيض بأحد الخطوط الطيفية للكاديوم المرآة  $M$  يبطيء من  $A$  إلى  $B$  مع عد الهدب التي تعبر الشحرتين المتقاطعتين وقد سُميت عملية العد إلى أن وصلت  $M$  إلى الموضع  $B$  الذي يقع في نفس مستوى  $M_2$  كما يبين مظهر هدب الضوء الأبيض في المرآة العلوية لإيتالون الأصغر . وقد عثر على الكاديوم الزائد عن العدد الصحيح واللازم للوصول إلى هذا الموضع وهو مسافة  $M_1 M_2$  بدلالة الأطوال الموجية . بعدئذ حرك الإيتالون الأصغر مسافة لحوله تماماً ، بدون عد الهدب ، إلى أن عادت هدب الضوء الأبيض إلى صهر . وأخيراً حركت المرآة  $M$  إلى  $C$  ، حيث تظهر هدب الضوء الأبيض في  $M_3$  .

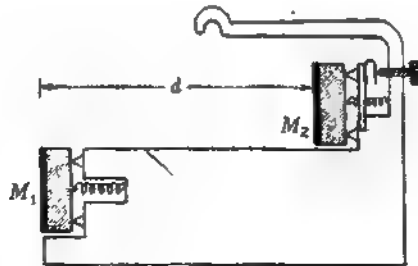
وأيضاً في  $M_2$  . في  $M_2$  بعدئذ قيست الإزاحة الإضافية اللازمة لجعل  $M$  في مستوى  $M_2$  بدلالة هذب الكاديوم ، وهو ما يعطى بالتالي العدد المضبوط للأطوال الموجية و الأيتالون الأطول . وبنفس الطريقة قورن هذا الأيتالون بدورة بالأيتالون الثالث الذي يساوى طوله ضعف طول الثاني تقريباً .

لقد كان طول أكبر ايتالون حوالى 10.0 cm . هذا الأيتالون قورن في النهاية بنسخة المتر العيارى وذلك بمركزة هذب الضوء الأبيض على التابع في مرآة العلوية والسفلية مع تحريك الأيتالون في كل مرة مسافة تساوى طوله تماماً . وهكذا فإن عشرة من هذه الخطوات تصع المعلم الموجود على جانب الأيتالون في تطابق تام تقريباً مع العلاقات الموجودة على المتر ، وقد قنرت الفروق بعد هذب الكاديوم . هذه الخطوات العشر تتضمن خطأ تراكمياً لا يدخل في المقارنة المتبادلة للأيتالونات بعضها ببعض ، ولكنها مع ذلك أصغر من الخطأ الحادث في وضع علامتى النهاية .

وقد كانت النتائج النهائية لخطوط الكاديوم الثلاث كالتالى :

الخط الأحمر	1 m = 1,553,163.51	أو	$\lambda = 6438.4722 \text{ \AA}$
الخط الأخضر	1 m = 1,966,249.71	أو	$\lambda = 5085.8240 \text{ \AA}$
الخط الأزرق	1 m = 2,083,372.12	أو	$\lambda = 4799.9107 \text{ \AA}$

هذا العمل له فائدتان في غاية الأهمية : أولهما هو تحديد طول المتر العيارى بدلالة وحدة يعتقد الآن بأنها وحدة لا تتغير إطلاقاً وهى الطول الموجى للضوء ، والثانية هى



شكل ١٣ - ٢٠ : أحد الأيتالونات الصعة التى إستخدمها ما يكلسون في المقارنة الدقيقة للطول الموجى

- للضوء بالمتر الأمام

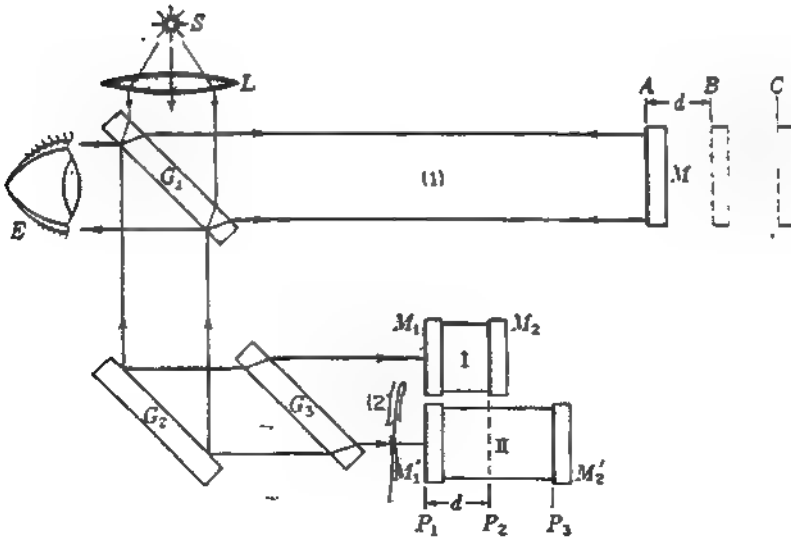
أما قد حصلنا على القيم المطلقة للطول الموجي للخطوط الطيفية الثلاث والذي يمثل الخط الأحمر فيها الخط القياسي الأساسي في علم القياسات الطيفية في الوقت الحاضر . ومنذ زمن غير بعيد أجريت قياسات مشابهة على الخط البرتقالي في طيف الكربتون ( أنظر القسم ١٤ - ١١ ) ، ومن المتفق عليه الآن عالميا أن الطول الموجي لخط الكربتون البرتقالي في الهواء الجاف عند درجة حرارة قدرها  $15^{\circ}\text{C}$  وضغط قدره  $760\text{ mmHg}$  هو :

$$\lambda_0 = 6057.80211 \text{ \AA}$$

هذا هو الطول الموجي الذي استخدمه المؤتمر العام للأوزان والمقاييس في باريس في ١٤ أكتوبر ١٩٦٠ في تبني التعريف التالي للمتر العياري بإعتباره الوحدة الدولية القياسية القانونية للطول :

$$1 \text{ meter} = 1,650,763.73 \text{ wavelengths}$$

(or an "ytpon" ضوء الكهرجود البرتقالي)



شكل ١٣ - ٢١ : التصميم الخاص لقياس التداخل لا يكلسون والذي استخدم في المقارنة الدقيقة للصول الموجي للضوء بالتر الأمام .

### ١٣ - ١٤ مقياس التداخل لتويمان وجرين

إذا أضيء مقياس التداخل لما يكلسون بحزمة ضوئية وحيدة اللون ومتوالية تماماً نابعة من مصدر يقطي في البؤرة الأساسية لعدسة مصححة تصحيحاً جيداً فإنه يصبح جهازاً فعالاً جداً لإختبار كمال مختلف الأجزاء البصرية كالتشورات أو العدسات وحلواها من العيوب . لتحقيق ذلك توضع القطعة المراد إختبارها في مسار إحدى الحزمتين الضوئيتين وتختار المرآة اللازم وضعها خلفها بحيث تصبح الموجات المنعكسة مستوية مرة أخرى بعد مرورها خلال هذه القطعة مرة ثانية . بعدئذ يسمح لهذه الموجات بالتداخل مع الموجات المستوية الآتية من الذراع الآخر لمقياس التداخل وذلك بعدسة أخرى توجد العين في بؤرتها . فإذا كان المشور أو العدسة يمتاز بالكمال من الناحية البصرية ، بحيث تكون الموجات العائدة مستوية تماماً ، فإن المجال يظهر بإضاءة منتظمة . أما إذا كان هناك أى تغير على في المسير البصرى فإنه سيسبب تكون هدب في المنطقة المناظرة من المجال ، وهذه تكون أساساً الخطوط الكتورية للجهة الموجية المشوهة . وبالرغم من أن أسطح القطعة موضع الإختبار قد تكون مصنوعة بعناية ودقة فإن الزجاج قد يحتوى على مناطق أقل أو أكثر كثافة بدرجة طفيفة . هذه المناطق يمكن اكتشافها بإستخدام مقياس التداخل لتويمان وجرين ، وعندئذ يمكن تصحيحها بالصقل الموضعى للسطح\* .

### ١٣ - ١٥ قياس معامل الإنكسار بطرق التداخل

إذا أدخلت قطعة من مادة شفافة سمكها  $t$  ومعامل إنكسارها  $n$  في مسار إحدى الحزمتين المتداخلتين في مقياس التداخل ، فإن المسير البصرى في هذه الحزمة يزداد نظراً لأن الضوء يتحرك بسرعة أقل في هذه المادة وبالتالي يصبح طوله الموجى أقصر . ومن ثم فإن لمسير البصرى في الوسط يساوى الآن  $nt$  [ المعادلة ( ١ - ٢٠ ) ] ، بينما يساوى  $t$  عملياً في السلك المناظر من الهواء ( $n=1$ ) . ومن ثم فإن الزيادة في المسير البصرى نتيجة لإدخال المادة تكون  $(n-1)t^+$  وهنا سوف يدخل عدداً إضافياً من الموجات قدره

\* إرجع إلى الوصف التفصيلي لإستخدام هذا الجهاز في

"Prism and Lens Making," 2d ed., chap. 12, Hilger and Watts, London, 1952.

+ في مقياس التداخل لما يكلسون ، حيث تمر الحزمة الضوئية في المادة مرتين ، ذهباً وإلياً ،  $t$  هي صف السلك الفعلي .

$(n-1)t/\lambda$  في مسير إحدى الحزمتين؛ فإذا فرضنا أن  $\Delta m$  هو عدد الهدب الذي يزاح به النظام الهدبي عند وضع المادة في الشعاع، فإن:

$$(11-13)$$

$$(n-1)t = (\Delta m)\lambda$$

وعليه، يمكن من ناحية المبدأ تعيين  $n$  بقياس  $\Delta m, t, \lambda$ .

عملياً يتسبب إدخال لوح زجاجي في مسار إحدى الحزمتين في حدوث زحرجة غير متصلة للهدب بحيث لا يمكن عد العدد  $\Delta m$  وفي حالة الهدب وحيدة اللون يكون من المستحيل أن نعلم أى هدة في المجموعة المزاحة تناظر هدة معينة في المجموعة الأصلية. أما في حالة الضوء الأبيض، من ناحية أخرى، فإن إزاحات هدب الألوان المختلفة تختلف كثيراً من لون إلى آخر نظر التغير  $n$  مع الطول الموجي ولهذا تحتفى الهدب كلية. هذا يوضح أهمية اللوح المعادل  $G_2$  في مقياس التداخل لما يكملون عندما يراد مشاهدة هدب الضوء الأبيض. وإذا كان اللوح الزجاجي رقيقاً جداً فإن هذه الهدب يمكن أن تظل مرئية، وهذا يمنحنا طريقة لقياس  $n$  في حالة الأغشية الرقيقة جداً. أما في حالة القطع الأسك فإن الطريقة العملية هي استخدام لوحين متاثلي السمك، واحد منهما في مسار كل حزمة، وإدارة أحدهما ببطيء حول محور رأسي وعد عدد الهدب وحيدة اللون في زاوية دوران معينة. هذه الزاوية إذن تناظر زيادة معينة معلومة في السمك الفعال.

تعتبر طريقة التداخل أفضل الطرق العملية لقياس معامل إنكسار الغازات؛ وهنا يدخل الغاز بالتدريج في مسار الضوء وذلك بالسماح للغاز بالإنسياب في أنبوبة مفرغة تمر الحزمة الضوئية فيها. وقد ابتكرت عدة صور لمقاييس الإنكسار خصيصاً لهذا الغرض، وسوف نصف هنا ثلاثة منها وهي مقاييس الإنكسار للجامين وماخ زيندر ورايلي.

مقياس الإنكسار للجامين موضوع تخطيطياً في الشكل ١٣ - ٢٢ (أ). في هذا الجهاز ينقسم الضوء وحيدة اللون المنبعث من مصدر عريض  $S$  إلى حزمتين متوازيتين 1, 2، بالإعكاس على الوجهين المتوازيين للوح زجاجي سميك  $G_1$  هذان الشعاعان يمران خلال لوح زجاجي مماثل آخر  $G_2$  ليتحدتا بعد الإنكسار مكونين هدب تداخل تسمى هدب برؤستر [أنظر القسم ١٤ - ١١]. فإذا كان اللوحان متوازيين تماماً فإن مسيري الشعاعين يكونان متساويين تماماً. لنفرض كتجربة إننا نريد قياس معامل إنكسار غاز معين عند درجات حرارة وضغوط مختلفة. لتحقيق ذلك نوضع أنبوبتان متشابهتان مفرغتان  $T_2, T_1$  متساويتي الطول في مساري الحزمتين المتوازيتين، ويدخل الغاز ببطيء

في الأنبوبة  $\Delta T_2$  ، فإذا قمنا بجدد الهدب  $\Delta m$  التي تغير المجال من البداية إلى أن يصل العار إلى درجة الحرارة والضغط المطلوبان فإن معامل الإنكسار يمكن إيجادته بتطبيق المعادلة ( ١٣ - ١١ ) مباشرة . وقد أثبتت التجربة أن قيمة  $n-1$  عند درجة حرارة معينة تتناسب مع الضغط . هذه حالة خاصة من قانون لورنتز - لورنتز\* الذي يصح على أن :

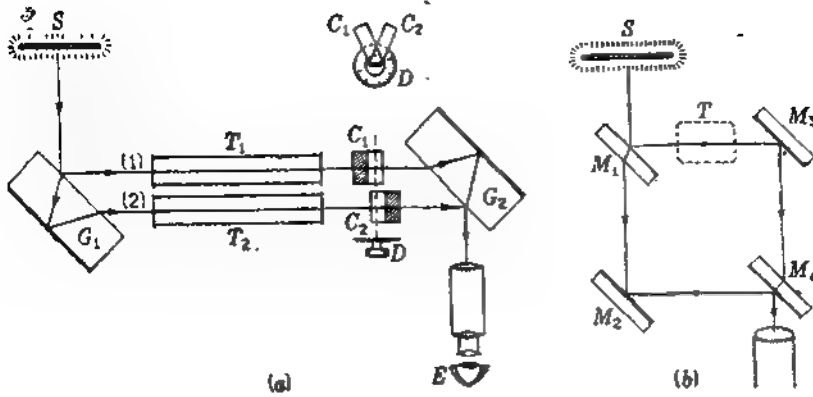
$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = (n - 1) \frac{n + 1}{n^2 + 2} = \text{const} \times \rho$$

حيث  $\rho$  هنا هي كثافة الغاز . وعندما يكون  $n$  قريباً جداً من الوحدة ، فإن المعامل  $(n+1)/(n^2+2)$  يكون ثابتاً تقريباً كما ثبتت الملاحظة العملية السابقة .

الشكل ١٣ - ٢٢ (ب) يمثل مقياس التداخل الذي ابتكره ماخ وريندر ، ويلاحظ هنا أن مسيرى الحزمتين الضوئيتين يشبهان نظيرهما في مقياس التداخل للجامين ، ولكنهما أكثر تباعداً أحد همامن الأخرى أما دور القالين الزجاجيين في جهاز جامين فإنه يتحقق بروجين من المرايا ؛ الزوج  $M_2, M_1$  يلعب دور القالب  $G_1$  ، والزوج  $M_4, M_3$  يقوم بعمل القالب  $G_2$  علاوة على ذلك فإن السطح الأول للمرآة  $M_1$  والسطح الثاني للمرآة  $M_4$  نصف مفضلان . وبالرغم من أن مقياس التداخل لماخ - زيندر أكثر صعوبة في ضبطه فإن هذا الجهاز مناسب فقط لدراسة التغيرات الطفيفة في معامل الإنكسار في مساحة كبيرة نسبياً ويستخدم ، على سبيل المثال في قياس أنماط الدفع في الانفاق الهوائية ( أنظر أيضاً القسم ٢٨ - ١٤ ) . وبعبكس الموقف في مقياس التداخل لمايكلسون ، يقطع الضوء هنا منطقة مثل  $T$  في الشكل في إتجاه واحد فقط وهو ما يبسط دراسة التغيرات المحلية في المسير البصري في تلك المنطقة .

الغرض من اللوحين المعادلين  $C_2, C_1$  في الشكلين ١٣ - ٢٢ (أ) و ١٣ - ٢٣ هو إسراع قياس معامل الإنكسار . بإدارة هذين اللوحين المتساوي السك سويًا بمقبض واحد متصل بالقرص المدرج  $D$  يقصر أحد المسارين الضوئيين ويطول الآخر ، وهكذا

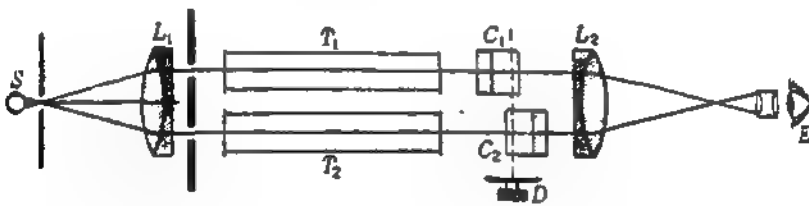
\* هـ . أ . لورنتز ( ١٨٥٣ - ١٩٢٨ ) ( H. A. Lorentz ) كان إستاذًا للفيزياء الرياضية في جامعة ليدن هولندا لسنوات طويلة ، وقد منح جائزة نوبل ( ١٩٠٢ ) تقديراً لعمله في مجال العلاقات بين الضوء والمغناطيسية والمادة ، كما ساهم إسهاماً كبيراً في مجالات أخرى في علم الفيزياء . وقد وهب الرجل شخصية ساحرة ومزاج رقيق ولدلث عرفه الكثيرين وأجوده في أسفاره العديدة التي قام بها . ومن الصدف الغريبة أن يقوم عالم آخر اسمه ل . لورنتز من كوبنهاغن هذا القانون من نظرية تصادم الأجسام الجاسئة المرنة قبل أن يحصل عليه لورنتز من النظرية المعاطيسية الكهربائية . بشهور قليلة



شكل ١٣ - ٢٢ : (أ) مقياس التداخل لجامين ، (ب) مقياس التداخل لاح - زيلدر .

يمكن معادلة فرق المسير في الأنبوبتين . وإذا كان القرص المدرج معياراً قبل ذلك . بدلالة عدد الهدب فإنه يمكن إستعماله لقراءة معامل الإنكسار مباشرة . كذلك يمكن تغيير حساسية الجهاز إرادياً ، ذلك أنه يمكننا الحصول على حساسية عالية عندما تكون الزاوية بين اللوحين صغيرة وعلى حساسية منخفضة عندما تكن الزاوية بينهما كبيرة .

في مقياس الإنكسار لرايلي\* ( شكل ١٣ - ٢٣ ) يحول الضوء وحيد اللون المنبعث من مصدر خطي S إلى حزمة متوازية بالعدسة  $L_1$  ويقسم إلى حزمتين بشق مزدوج واسع إلى حد كبير . وبعد مرورهما في أنبوتين متماثلتين تماماً ثم في اللوحين المعادلين



شكل ١٣ - ٢٣ : مقياس الإنكسار لرايلي .

\* لورد رايلي (Lord Rayleigh) ( البارون الثالث ) ( ١٨٤٢ - ١٩١٩ ) أستاذ الفيزياء بجامعة كامبريدج والمعهد الملكي ببريطانيا العظمى وقد وجهه الله مقدرة رياضية عظيمة ونظرة فيزيائية ثاقبة مما مكّنه من الانسهام بإنجازات هامة في كثير من المجالات الفيزيائية ، وأكثر أعماله شهرة هي أعماله في بحالي الصوت والامطارة الصوتية ( القسم ٢٢ - ٩ ) نال جائزة نوبل في عام ١٩٠٤ .

تجمع هاتان الحزمتان لكي تتداخلوا بواسطة العدسة  $L_2$  . هذا النوع من مقاييس إنكسار يستخدم عادة لقياس التغيرات الطفيفة في معاملات إنكسار السوائل والمحاليل .

### مسائل

١٣ - ١ أجريت تجربة يونج باستخدام الضوء البرتقالي المنبعث من قوس كربوني . وقد استخدمت عينة ميكرومترية على بعد 100 cm لقياس الهدب ووجد أن 25 هدبة تحتل مسافة قدرها 12.87 mm بين المركزين . أوجد المسافة بين مركزي الشقين .

الجواب : 1.1297 mm

١٣ - ٢ أضىء شق مزدوج المسافة بين مركزي عنصرية 0.250 mm بالضوء الأخضر المنبعث من قوس كادميومى . على أى بعد خلف الشقين يجب أن يقيس المرء المسافة بين مركزي هدبتين متاليتين ليجد أنها تساوى 0.80 mm ؟

١٣ - ٣ عندما وضع غشاء رقيق من البلاستيك الشفاف على إحدى الفتحتين في تجربة يونج إزيمت الهدبة المركزية في نظام هدب الضوء الأبيض عدداً قدره 450 من الهدب ، وكان معامل إنكسار المادة 1.480 والطول الموجى الفعال لضوء  $5500\text{\AA}$  (أ) ما هو مقدار الزيادة في المسير البصرى نتيجة للغشاء ؟ (ب) ما هو سمك الغشاء ؟ (ج) ما الذى يحتل مشاهدته إذا استخدمت قطعة من المادة سمكها 1.0 mm بدلاً من الغشاء ؟ (د) لماذا ؟

١٣ - ٤ يمكن توضيح تجربة مرآة لويده بالموجات الدقيقة مع استخدام لوح معدنى مستوى موضوع على المصدرة كما كسى . فإذا كان تردد المصدر وكان موجوداً أعلى سطح اللوح المعدنى ، أوجد إرتفاع أول نهايتين عظميين فوق السطح على بعد 3.0 m من المصدر .

الجواب (أ) 18.750 cm ، (ب) 56.25 cm

ملحوظة : يحدّث تغير في الطور قدره عند الإنعكاس ؛ أنظر القسم

١٣ - ٦

١٣ - ٥ صمم منشور فريزل لىستخدم على تضد ضوئى ذى شق وستار مشاهدة يبعد عنه مسافة قدرها 180.0 cm ، وكان من الضرورى وضع المنشور الثانى على بعد قدره 60.0 cm من الشق . أوجد الزاوية بين السطحين الكاسرين للمنشور الثانى

وكان معامل انكسار الزجاج هو  $n = 1.520$  وكان من الضروري استخدام ضوء الصوديوم الأصفر بشرط أن يكون تباعد الهدب  $1.0 \text{ mm}$

١٣ - ٩ استخدم منشور ثنائي معامل إنكساره  $1.7320$  وزاويتا رأسية  $0.850^\circ$  لتكوين هدب التداخل . أوجد أنفصال الهدب عند استخدام ضوء أحمر طوله الموجى  $6563 \text{ \AA}$  عندما تكون المسافة بين الشق المنشور  $25.0 \text{ cm}$  والمسافة بين المنشور والستار  $75.0 \text{ cm}$

١٣ - ٧ ما هي قيمة الزاوية بين مرآتي فريزل بالدرجات لكى تتكن هدب ضوء الصوديوم تباعدها  $1.0 \text{ mm}$  إذا كان الشق يبعد  $40.0 \text{ cm}$  عن موضع تقاطع المرآتين وكان الستار يبعد  $150.0 \text{ cm}$  عن الشق ؟ افترض أن  $\lambda = 5.893 \times 10^{-5} \text{ cm}$   
الجواب :  $0.06331^\circ$

١٣ - ٨ ما هي المسافة التى يجب أن تزاوجها المرآة المتحركة فى مقياس التداخل لما يكلسون لكى يعبر عدد قدره 2500 من هدب الكادميوم الحمراء مركز مجال المنظر ؟

١٣ - ٩ إذا تحركت مرآت مقياس التداخل لما يكلسون مسافة قدرها  $1.0 \text{ mm}$  فما هو عدد هدب خط الكادميوم الأزرق الذى يعبر مجال المنظر .

١٣ - ١٠ أوجد نصف القطر الزاوى للهدبة المضئية العاشرة فى مقياس التداخل لما يكلسون عندما يكون فرق المسير المركزى (2d) كالتالى : (أ)  $1.50 \text{ mm}$  ، (ب)  $1.5 \text{ cm}$  .  
افترض أن الضوء المستخدم هو ضوء القوس الكريبتون البرتقالي وأن مقياس التداخل يضبط فى كل مرة بحيث تكون الهدبة المضئية الأولى نهاية عظمى فى مركز عطف التداخل .

الجواب : (أ)  $4.885^\circ$  ، (ب)  $1.542^\circ$  .

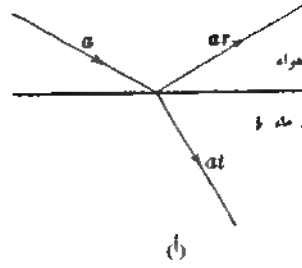
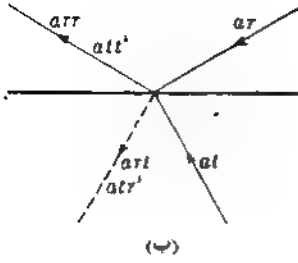
## الفصل الرابع عشر

### التداخل الناتج عن الانعكاسات المتعددة

نتج أكثر تأثيرات التداخل جمالاً من الانعكاسات المتعددة للضوء بين سطحي غشاء رقيق من مادة شفافة هذه الظواهر لا تتطلب أجهزة خاصة لإنتاجها أو مشاهدتها ، ومع ذلك فهي مألوفة تماماً لكل من لاحظ الألوان التي تظهر في الأغشية الرقيقة على سطح الماء أو فقاعات الصابون أو الشدوج ( أي الشروخ ) في قطعة من الزجاج . سوف نبدأ دراستنا لهذا الصنف من التداخل بدراسة حالة مثالية إلى حد ما من حالات الانعكاس والانكسار على الحد الفاصل بين وسطين ضوئيين . في الشكل ١٤ - ١ (أ) نرى شعاعاً ضوئياً  $a$  ساقطاً من الهواء أو الفراغ على سطح مستوى لوسط شفاف كالماء . عند السطح الفاصل ينقسم الشعاع الساقط إلى شعاعين أحدهما هو الشعاع المنعكس  $ar$  والآخر هو الشعاع المنكسر  $at$  .

هناك سؤال ذو أهمية خاصة من وجهة نظر البصريات الفيزيائية وهو السؤال عما إذا كان من الممكن أن يحدث تغير فجائي في طور الموجات عند إنعكاسها على السطح الفاصل . النتيجة في حالة فاصل معين تعتمد ، كما سوف نرى الآن ، على ما إذا كانت الموجات ساقطة من وسط سرعة الموجات فيه أكبر أو من وسط سرعة الموجات فيه أصغر . وهكذا سنفترض أن الرمز  $a$  في الجزء الأيسر من الشكل ١٤ - ١ يمثل سعة ( وليس شدة ) مجموعة الموجات الساقطة على السطح ، وأن  $r$  هو كسر السعة المنعكسة و  $t$  كسر السعة النافذة ؛ ومن ثم فإن مجموعتي الموجات المنعكسة والمنكسرة ستكونان  $ar$  ،  $at$  على الترتيب كما هو مبين بالشكل . والآن ، بإتباع أسلوب ستوكس\* ،

\* سرجورج ستوكس Sir George Stokes ( ١٨١٩ - ١٩٠٣ ) رياضى وفيزيائى متعدد القدرات من كلية بيروك بكامبريدج وأحد الرواد في دراسة التفاعل المتبادل بين الضوء والمادة ويعرف على وجه الخصوص بقوانينه في اللزوجة ( القسم ٢٢ - ٦ ) ومعدل سقوط الكرات في الموائع اللزجة . المعالجة المتأخر إليها معطاة في "Mathematical and Physical Papers," vol. 2, pp. 89ff., especially p. 91.



شكل ١٤ - ١ : معالجة متوكسي للإنعكاس .

يمثل أن المجموعتين قد عكسنا إتجاهيهما كما في الجزء (ب) من الشكل . إذا لم يكن هناك تبدد للطاقة نتيجة للإمتصاص فإن الحركة الموجية سوف تمثل ظاهرة إنعكاسية من جميع النواحي . أى أنها لابد أن تحقق قانون الميكانيكا المعروف بمبدأ الإنعكاسية والذي ينص على أنه إذا عكست كل السرعات لحظيا في نظام ميكانيكى فإن النظام بعيد حركته السابقة بأكملها ؛ وقد سبق لنا أن ذكرنا في القسم ١ - ٨ أن مسارات الأشعة الضوئية تتبع هذا المبدأ . بناء على ذلك فإن التأثير المحصل للرتلين الموجين المعكوسين ، وسعتيهما  $at, ar$  ، بعد سقوطهما على السطح يجب أن يكون تكوين موجة في الهواء سعتها تساوى سعة الموجة الساقطة في الجزء (أ) ولكنها متحركة في الإتجاه المضاد . من ناحية أخرى فإن الموجة ذات السعة  $ar$  تعطى موجة منعكسة سعتها  $arr$  وموجة منكسرة سعتها  $art$  . وإذا كان  $r, r'$  جزءى السعتين المنعكسة والمنكسرة عند سقوط الموجة المعكوسة  $at$  على السطح الفاصل من أسفل فإن تلك الموجة تعطى موجتين سعتيهما  $atr', att'$  كما هو مبين . وحيث إن التأثير المحصل يجب أن يشكون فقط من موجة في الهواء سعتها  $a$  ، فإن :

$$(١ - ١٤) \quad att' + arr = a$$

$$(٢ - ١٤) \quad art + atr' = 0$$

و

المعادلة الثانية تنص على أن الموجتين الساقطتين لن تنتجا أى إضطراب محصل على ذلك الجانب من الحد الفاصل الذى يوجد فيه الماء . ومن المعادلة (١ - ١٤) نحصل على :

$$(٣ - ١٤) \quad at' = 1 - r^2$$

ومن المعادلة ( ١٤ - ٢ ) نجد أن :

$$r' = -r$$

قد يبدو للوهلة الأولى أن من الممكن تتبع آثار المعادلة ( ١٤ - ٣ ) إلى ما هو أبعد من ذلك باستخدام حقيقة أن الشدة تتناسب مع مربع السعة وكتابة  $r'^2 + r^2 = 1$  طبقاً لقانون بقاء الطاقة ؛ وهذا سوف يعطى  $r' = r$  مباشرة . ومع ذلك فإن هذه النتيجة غير صحيحة لسبب : (١) بالرغم من أن تناسب الشدة مع مربع السعة صحيح في حالة انتقال الضوء في وسط واحد فإن انتقاله إلى وسط مختلف يؤدي إلى إدخال معامل الانكسار كعامل إضافي في تحديد قيمة الشدة ؛ (٢) لا يصح قانون بقاء الطاقة على الشدة فقط بل على الطاقة الكلية في الحزمة الضوئية . وإذا كان هناك تغير في إتساع الحزمة الضوئية ، كما في حالة الانكسار ، فإن هذا يجب أن يؤخذ أيضاً في الاعتبار .

العلاقة الثانية من علاقتي ستوكس ، أى المعادلة ( ١٤ - ٤ ) تبين أن معامل الانعكاس ، أو كسر الشدة المنعكسة ، متساوى للموجة الساقطة من أى من جانبي السطح الفاصل لأن الإشارة السالبة تختفى عند تربيع السعة . ومع ذلك يجب أن يلاحظ أن الموجات يجب أن تسقط بنفس الزوايا المناظرة لزوايا السقوط والانكسار . أما الاختلاف في إشارة السعتين في المعادلة ( ١٤ - ٤ ) فإنه يعنى فرقاً في الطور قدره  $\pi$  بين الحالتين لأن عكس الإشارة يعنى إزاحة في الإتجاه المعاكس . وإذا لم يكن هناك تغير في الطور عند الانعكاس من أعلى فإن الانعكاس من أسفل يجب أن يغير الطور بمقدار  $\pi$  ؛ والعكس صحيح أيضاً ، فإذا لم يكن هناك تغير في الطور عند الانعكاس من أسفل ، فإن الانعكاس من أعلى سوف يغير الطور بمقدار  $\pi$  .

كثيراً ما يكون تطبيق مبدأ الانعكاسية في مسائل البصريات مفيداً فهو يثبت ، على سبيل المثال ، تبادلية الجسم والصورة بشكل مباشر تماماً . والإستنتاج الذى توصلنا إليه ---  
عاليه فيما يتعلق بتغير الطور لا يعتمد على قابلية هذا المبدأ للتطبيق ، أى على غياب الإمتصاص ، ولكنه صحيح بالنسبة للانعكاس على أى سطح فاصل . ذلك أن المشاهدات العملية تبين أن انعكاس الضوء تحت الشروط السابقة يصحبه دائماً تغير طورى قدره  $\pi$  عندما يكون الضوء ساقطاً على السطح الفاصل من الجانب ذى السرعة الأعلى\* بحيث يكون البديل الثانى من البديلين المذكورين هو الصحيح في هذه الحالة .

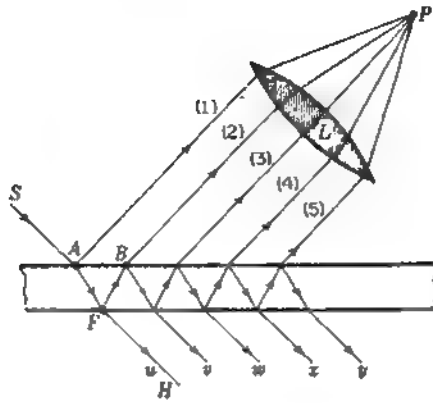
\* أنظر اساقشة للمعطاة في القسم ١٣ - ٦ الخاص بمرآة لويدي .

نوع من التغير الطوري نقيضه أيضاً في إنعكاس الموجات الميكانيكية البسيطة .  
 ١٣ - ح . المستعرضة في حبل . فالإنعكاس مع تغير الطور عندما تقل السرعة عند عبور  
 سطح عازل ينظر إنعكاس الموجات من الطرف الثابت للحبل ؛ وهنا ينتج التفاعل  
 من الطرف الثابت للحبل على الفور رتلاً موجياً منعكساً ذا طور معاكس يسير على  
 الحبل في الاتجاه المضاد . كذلك فإن الحالة التي تزداد فيها سرعة الموجات الضوئية بعد  
 انحناء الفاصل لها نظير مقابل في حالة إنعكاس الموجات المستعرضة من الطرف  
 الثابت للحبل . في هذه الحالة يعاني الطرف الحر للحبل إزاحة قدرها ضعف إزاحته إذا  
 إن الحبل مستمراً ، وعلى الفور يبدأ الحبل موجة في الاتجاه المضاد لها نفس طور الموجة  
 الباردة .

#### ١٤ - ١ الإنعكاس الناتج من عشاء مستوى متوازي السطحين

١٤ - ١ - أ . أن شعاعاً ضوئياً منبعثاً من المصدر S يسقط على سطح مثل هذا العشاء في  
 نقطة A ( شكل ١٤ - ١ ) . عندئذ سوف ينعكس جزء منه في صورة الشعاع  
 المنعكس ١ وينكسر الجزء الآخر في الاتجاه AF . عند الوصول إلى النقطة F سوف  
 ينعكس جزء من الشعاع الأخير إلى B بينما ينكسر الجزء الآخر تجاه النقطة H . وعند B  
 ينقسم الشعاع FB مرة أخرى إلى شعاعين أحدهما منعكس والآخر منكسر .  
 يستمر هذه العملية سوف نحصل على مجموعتين من الأشعة المتوازية واحدة منهما على  
 جانبي العشاء . وبالطبع تقل الشدة بسرعة في كل من هاتين المجموعتين من  
 شعاع إلى الشعاع التالي . وإذا جمعت مجموعة الأشعة المتوازية المنعكسة الآن بواسطة  
 عدسة و كزت بؤرياً في النقطة P فأن كل منها يكون قد قطع مسافة مختلفة ، وعندئذ  
 تؤدي لعلاقات الطورية بينهما إما إلى حدوث تداخل هدام أو تداخل بناء في تلك  
 الناحية التداخل هو الذي ينتج ألوان الأغشية الرقيقة عند رؤيتها بالعين المجردة ؛  
 وإذا كانت L تكون L هي عدسة العين وتقع النقطة P على الشبكة .

١٤ - ١ - ب . في الطور بين هذه الأشعة يجب علينا أولاً إيجاد الفرق في المسير البصري  
 بين شعاعين متاليين كالشعاعين 1, 2 . لنفرض في الشكل ١٤ - ٣ أن d  
 هي المسافة بين الشعاعين 1 و 2 . معامل انكساره وأن  $n$  هو الطول الموجي للضوء وأن  $\phi$  و  $\phi'$  هما زاويتي  
 سقوطه ، الانكسار . فإذا كان BD عمودياً على الشعاع 1 فإن المسيرين البصريين من  
 B, 1 إلى بؤرة العدسة سيكونان متساويين وحيث إن الشعاعين 1, 2 يبدأان من نفس



شكل ١٤ - ٢ : الإنعكاسات المتعددة في غشاء مسوى متوازي السطحين .

النقطة A فإن AFB يمثل مسير الشعاع 2 في الغشاء بينما يمثل AD مسير الشعاع 1 في الهواء . ومن ثم فإن الفرق بين هذين المسيرين الصريين يعطى بالعلاقة :

$$\Delta = n(afb) - ad$$

وإذا أمد BF على إستقامته إلى أن يتقاطع مع الخط العمودي AE في G فإن  $af = gf$  نظراً لتساوى زاويتي السقوط والإنعكاس على السطح السفلى . إذن :

$$\Delta = n(gb) - ad = n(gc + cb) - ad$$

والآن إذا رسم الخط AC عمودياً على FB فإن الخطين المتقاطعين BD, AC سوف يمثلان موضعين متتاليين للجهة الموجية المنعكسة من السطح السفلى . هذا يبين أن المسيرات البصرية لجميع الأشعة المرسومة بين الجبهتين الموجيتين متساوية ؛ ومن ثم يمكننا أن نكتب :

$$n(cb) = ad$$

وعليه فإن فرق المسير يؤول إلى :

( ١٤ - ٥ )

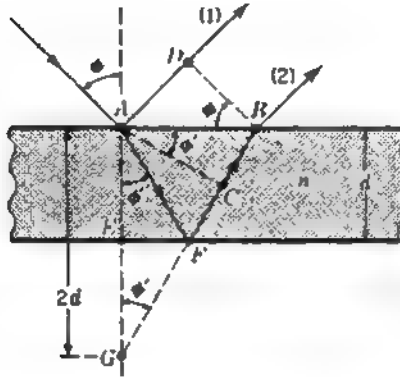
$$\Delta = n(gc) = n(2d \cos \phi')$$

فإذا كان فرق المسير هذا عدداً صحيحاً من الأطوال الموجية يمكننا أن نتوقع أن اشعاعين 1, 2 سوف يصلان إلى بؤرة العدسة متطاورين أحدهما مع الآخر بحيث يعطيان أقصى شدة . ومع ذلك يجب أن نأخذ في إعتبارنا أن الشعاع 1 يعاني تغيراً في الطور قدره  $\pi$  نتيجة للإنعكاس بينما لا يعاني الشعاع 2 مثل هذا التغير الطوري لأنه يعكس

إنعكساً داخلياً . لهذا فإن الشرط :

$$2nd \cos \phi' = m\lambda \quad \text{للنهايات الصغرى ( ١٤ - ٦ )}$$

سيصح أذن شرط التداخل الهدام لهذين الشعاعين 1, 2 . وكما سبق يمثل العدد الصحيح  $m = 0, 1, 2, \dots$  رتبة التداخل .



شكل ١٤ - ٣ : فرق المسار البصري بين شعاعين متالين ناتجين من الانعكاسات المتعددة في غشاء مسوى متوازي السطحين ( أنظر الشكل ١٤ - ١ ) .

لنفحص الآن أطوار الأشعة الباقية 3, 4, 5, .... حيث إن العلاقات الهندسية بين هذه الأشعة هي نفس العلاقات السابقة ، إذن سوف يعطى فرق الطور بين الشعاعين 2, 3 .. أيضا بالمعادلة ( ١٤ - ٥ ) ، ولكن الانعكاسات المتضمنة هنا هي جميعا انعكاسات داخلية فقط بحيث إذا تحققت المعادلة ( ١٤ - ٥ ) فإن الشعاع 3 سيكون متطاورا مع الشعاع 2 . هذا صحيح بالنسبة لجميع أزواج الأشعة التالية ، ومن ثم نستنتج تحت هذه الشروط أن الشعاعين 2, 1 سيكونان متفاوئين الطور ، ولكن الأشعة 2, 3, 4, ... سوف تكون متطاورة مع بعضها البعض . من ناحية أخرى ، إذا تحقق الشرط :

$$2nd \cos \phi' = (m + \frac{1}{2})\lambda \quad \text{للنهايات العظمى ( ١٤ - ٧ )}$$

فإن الشعاع 2 سيكون متطورا مع الشعاع 1 ، ولكن الأشعة 3, 5, 7, ... سوف تكون متفاوئة في الطور مع الأشعة 2, 4, 6, .... بحيث إن 2 أكثر شدة من 3 وأن 4 أكثر شدة

من 5 ... الخ . فإن هذه الأزواج لاتتلاشى كل منها الأخرى ؛ وحيث إن المجموعة الأقوى من الأشعة تتحد مع الشعاع 1 ، وهو أقواها على الإطلاق ، فإننا نحصل على نهاية عظمى للشدة .

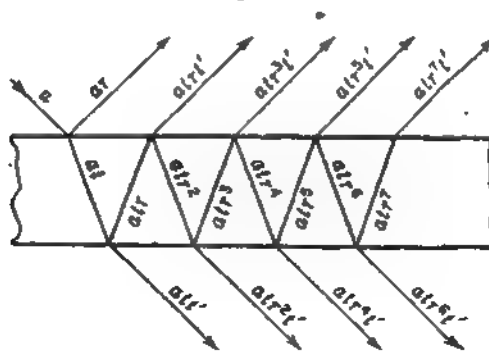
بالنسبة للنهايات الصغرى للشدة نقول إن الشعاع 2 متفاوت في الطور مع الشعاع 1 ، ولكن سعة 1 أكبر كثيرا من سعة 2 ولذلك فإن هذين الشعاعين لا يلاشيا كل منهما الآخر تماما . والآن سوف نثبت جمع الأشعة 3,4,5,... ، وهي جميعا متطابقة مع الشعاع 2 ، يعطى سعة محصلة كافية تماما لتكوين ظلام تام عند النهاية الصغرى . لتحقيق ذلك رسم الشكل ١٤ - ٤ ووضعت السعات كما هو مبين باستخدام الرمز  $a$  لسعة الموجة الساقطة و  $r$  للكسر المنعكس من هذه الموجة و  $r'$  للكسر المكسر عند الانتقال من الوسط لمخلخل إلى الكثيف أو من الوسط الكثيف إلى المخلخل كما في معالجة ستوكس للانعكاس ؛ وقد اعتبرنا أن الكسرين المنعكسين داخليا وخارجيا متساويان طبقا للمعادلة ( ١٤ - ٤ ) . بجمع سعات جميع الأشعة المنعكسة على الجانب العلوي للغشاء باستثناء الشعاع الأول نحصل على السعة المحصلة التالية :

$$A = atrt' + atr^3t' + atr^5t' + atr^7t' + \dots$$

$$= atrt' (1 + r^2 + r^4 + r^6 + \dots)$$

وحيث إن  $r$  أقل بالضرورة من 1 فإن مجموع المتسلسلة الهندسية الموجودة بين القوسين يساوى  $1/(1 - r^2)$  ، ومنه :

$$A = atrt' \frac{1}{1 - r^2}$$



شكل ١٤ - ٤ : سعات الأشعة المتتالية المتكونة بالانعكاسات المتعددة .

ولكن  $r^2 = 1 - n'^2$  طبقا لمعالجة ستوكس، أى المعادلة ( ١٤ - ٣ ) ؛ ومن ثم فإن

$$d = ar \quad (١٤ - ٨)$$

هذا يساوى بالضبط سعة الشعاع المنعكس الأول ، ولهذا نستنتج أنه إذا تحققت المعادلة ( ١٤ - ٦ ) فإن التداخل الناتج يكون تداخلا هداما كاملا .

## ١٤ - ٢ الهدب متساوية الميل

عند فحص الصورة المنعكسة لمصدر ممتد من غشاء مستوى متوازي السطحين سنجد أنها مكونة من نظام من هدب التداخل الواضحة المعالم ، هذا بشرط أن يكون الضوء المنبعث من المصدر وحيد اللون وأن يكون الغشاء رقيقا بدرجة كافية . في هذه الحالة تناظر كل هدبة ساطعة فرق مسير معين يعطى بقيمة صحيحة معينة للمقدار  $m$  في المعادلة ( ١٤ - ٧ ) . كذلك يلاحظ أن قيمة  $\phi$  ثابتة لأى هدبة ؛ لذلك فإن الهدبة تأخذ شكل قوس من دائرة يقع مركزها في طرف العمود المرسوم من العين إلى مستوى الغشاء . ومن الواضح أننا نتعامل هنا مع هدب متساوية الميل وأن معادلة فرق المسير في حالتنا هذه ستكون على صورة معادلة فرق المسير للهدب الدائرية في مقياس التداخل لمايكلسون ( القسم ١٣ - ٩ ) .

لاحظ أنه إذا كانت  $m$  رتبة تداخل الضوء الساقط على الغشاء بزاوية قدره  $\phi = 0^\circ$  فإن المعادلة ( ١٤ - ٦ ) تعطينا :

$$m = \frac{2nd}{\lambda}$$

أى أن الهدبة يجب أن تكون مظلمة . وحيث إن فروق المسير للهدب الساطعة الأولى والثانية والثالثة ... الخ تناظر فيما متزايدة بأطراف الزاويتين  $\phi$  و  $\phi'$  المعادلة ( ١٤ - ٧ ) فإن فروق المسير المتتالية ،  $2nd \cos \phi'$  ، تقصر باستمرار ، وبالتالي تتكون الهدب الساطعة عند زوايا معينة تناظر فرق مسير  $2nd \cos \phi'$  يساوى  $\lambda, (m - \frac{1}{2})\lambda, (m - \frac{3}{2})\lambda, \dots$  الخ .

سوف نتصح ضرورة استخدام مصدر ممتد بدراسة الشكل ١٤ - ٢ . إذا استخدم مصدر نقطى محدد تماما S فإن الأشعة المتوازية سوف تصل بالضرورة إلى العين بزاوية واحدة فقط ( طبقا لقانون الانعكاس ) وسوف تتركز تركيزا بؤريا في نقطة واحدة P ؛ لهذا سوف ترى العين نقطة واحدة فقط قد تكون ساطعة أو مظلمة تبعاً لفرق الطور المناظر هذه الزاوية

الذات . صحيح أيضا أن صورة المصدر على الشبكية تكون ممتدة قليلا إذا لم يكن المصدر بعيدا جدا ، هذا لأن العين يجب أن تكون مكيفة للأشعة المتوارية لكي تتناهد التداخل ومع ذلك فإن المساحة المضاء تكون صغيرة جدا ، ولكي ترى العين نظاما ممثلا من الهدب من الواضح أنه يجب أن يكون لديها عدد كبير من المصادر القطبية S موزعة على هيئة مصدر عريض بحيث يصل الضوء إلى العين من اتجاهات مختلفة .

تستطيع العين رؤية هذه الهدب إذا كان الغشاء رقيقا جدا فقط ، هذا إذا لم يكن الضوء منعكسا عموديا تقريبا على الغشاء . أما عند الزوايا الأخرى فإن زيادة سمك الغشاء سوف تسبب ازدياد المسافة بين الأشعة المنعكسة بحيث يدخل العين شعاع واحد فقط نظرا لأن فتحة إنسان العين صغيرة . ومن الواضح أن التداخل لا يمكن أن يحدث تحت هذه الشروط . وإذا ما استخدم تلسكوب ذو فتحة كبيرة فإن العدسة يمكن أن تضم عددا كبيرا من الأشعة يكفي لتكوين هدب مرئية في حالة الألواح السميكة ، ولكن هذه الهدب تكون متفاربة جدا بعضها من بعض بحيث لا يمكن رؤيتها إلا بالنظر في اتجاه عمودى تقرب على اللوح . وعادة تسمى الهدب التي ترى باستخدام ألواح سميكة بالقرب من السقوط العمودى بهدب هايدنجر .

### ١٤ - ٣ تداخل الضوء النافذ :

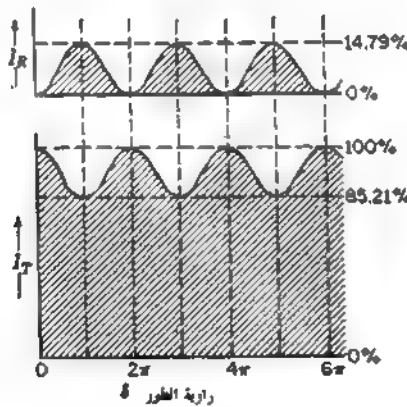
من الممكن أيضا تجميع الأشعة النافذة من السطح السفلى للغشاء ، والموضحة في الشكلين ١٤ - ٢ و ١٤ - ٤ ، سويا لكي تتداخل باستخدام عدسة مناسبة . ومع ذلك لن يحدث هنا أى تغير فى طور أى من هذه الأشعة نتيجة للانكسار ، وبذلك تكون العلاقات الطورية بين الأشعة النافذة بحيث تمثل المعادلة ( ١٤ - ٦ ) الآن شرط انهايات العظمى وتمثل المعادلة ( ١٤ - ٧ ) شرط النهايات الصغرى . بالنسبة للنهايات العظمى تكون الأشعة  $u, v, w, \dots$  فى الشكل ١٤ - ٢ متطابقة جميعها ، أما بالنسبة للنهايات الصغرى فإن الأشعة  $v, x, \dots$  تكون متفاوتة فى الطور مع  $u, w, \dots$  ، وإذا كان معامل الانعكاس  $r_s$  صغير القيمة ، كما فى حالة الأسطح الزجاجية غير المقصضة ، فإن سعة الشعاع  $u$  تكون أكبر سعة فى المجموعة ولذلك لن تكون النهايات الصغرى مظلمة بآى حال من الأحوال . ويوضح الشكل ١٤ - ٥ المنحنيات الكمية للشدة النافذة  $I_T$  والشدة

\* و ك فون هايدنجر W.K. von Haidinger ( ١٧٩٥ - ١٨٧١ ) . إختصاصى معادن وجيولوجى مسارى ، مدير المعهد الجيولوجى الملكى فى فيينا لمدة سبعة عشر عاماً .

المنعكسة  $I_R$  المرسومة طبقاً للمعادلتين (١٤ - ١٤) و (١٤ - ١٥) المذكورتين فيما بعد بفرض أن  $r=0.2$  ؛ ومن الجدير بالذكر أن معامل الانعكاس الماظر وقدرة 4% قريب من معامل الانعكاس في حالة الزجاج عند السقوط العمودي . في هذا الشكل يمثل المحور الأفقي S فرق الطور بين شعاعين متتاليين في المجموعة النافذة أو بين أى شعاعين متتاليين في المجموعة المنعكسة باستثناء الزوج الأول من الأشعة ؛ وطبقاً للمعادلة (١٤ - ٥) يعطى فرق الطور هذا بالعلاقة :

$$\delta = k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \phi' \quad (١٤ - ٩)$$

سوف يلاحظ أن منحنى  $I_R$  يشبه إلى حد كبير كتور  $\cos^2$  الذى نحصل عليه من تداخل حزمتين . ومع ذلك فإنه ليس نفس هذا الشكل تماماً ، ولكن التشابه يكون صحيحاً عندما يكون معامل الانعكاس صغيراً فقط . في هذه الحالة يكون الشعاعان الأول والثاني أقوى كثيراً من باقى الأشعة للدرجة أن تأثير الأخير يكون صغيراً جداً . وسوف تناقش التأثيرات الهامة التى تفرض نفسها عند القيم الأعلى لمعامل الانعكاس في القسم ١٤ - ٧ .



شكل ١٤ - ٥ : كتوراً شدة الهدب المنعكسة والنافذة من غشاء معامل إنعكاسه 4% .

#### ١٤ - ٤ الهدب متساوية السمك

إذا لم يكن الغشاء مستويًا ومتوازي السطحين بحيث كان سطحاه يصنعان زاوية محسوسة أحدهما مع الآخر كما في الشكل ١٤ - ٥ (أ) فإن الأشعة المتداخلة لن تدخل

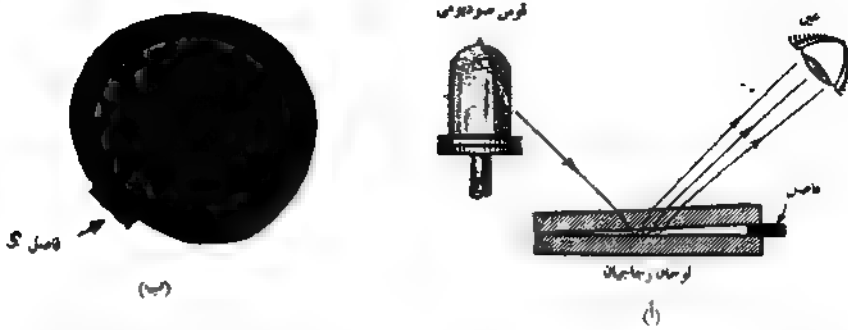
العين متوازية ولكنها تبدو متفرقة من نقطة قريبة من الغشاء . الهدب الناتجة في هذه الحالة تشبه الهدب المحصورة في موضع التي سبق مناقشتها في مقياس التداخل لمايكلسون وتظهر كما لو كانت متكونة في الغشاء نفسه . وإذا كان السطحان مستويين بحيث يتخذ الغشاء شكل الاسفين فإن الهدب تكون مستقيمة عمليا وعلى شكل خطوط متساوية السمك وفي هذه الحالة يعطى فرق المسير لزوج معين من الأشعة عمليا بالمعادلة ( ١٤ - ٥ ) . وإذا أجريت المشاهدات عموديا تقريبا على الغشاء يمكننا اعتبار العامل  $\cos \phi$  مساويا لوحدة وبذلك يصبح شرط الهدب الساطعة كالتالى :

$$2nd = (m + \frac{1}{2})\lambda \quad ( ١٤ - ١٠ )$$

عند الانتقال من هدبة معينة إلى الهدبة التالية يزداد  $m$  بمقدار ١ وهذا يتطلب تغير السمك البصرى للغشاء  $nd$  بمقدار  $\lambda/2$  .

يمكن مشاهدة الهدب المكونة في الأغشية الرقيقة بسهولة في المختبر أو قاعة المحاضرات باستخدام قطعتين من زجاج الألواح العادى . فإذا وضعت هاتان القطعتان إحداها فوق الأخرى ووضعت شريحة من الورق بطول الحافة فإننا نحصل على غشاء هوائى ذو شكل إسفينى بين اللوحين . وعند النظر إلى لمب أو قوس صوديومى كما في الشكل ١٤ - ٦ فإننا سوف نرى هدبا صفراء واضحة في الغشاء . وإذا ما استخدم قوس كربونى ومرشح ضوئى يمكن استقاط الهدب على ستار باستخدام عدسة . وعند رؤية الصورة المنعكسة لمصدر وحيد اللون فإننا سنجد فيها هدبا مستقيمة إلى حد ما . كذلك الهدب الموضحة في الشكل ١٤ - ٦ ( ب ) .

لهذا النوع من الهدب تطبيقات عملية هامة في اختبار استواء الأسطح البصرية . فإذا كون غشاء هوائى بين سطحين أحدهما مستوى تماما والآخر غير تام الاستواء فإن الهدب لن تكون منتظمة في الشكل . وحيث إن أى هدبة تتميز بقيمة معينة للمقدار  $m$  في المعادلة ( ١٤ - ١٠ ) فإن هذه الهدبة سوف تتع تلك الأجزاء من الغشاء التي تكون فيها  $d$  ثابتة . هنا يعنى أن الهدب تكون مكافئة الخطوط الكنتورية للسطح غير المستوى . لفواصل الكنتورى هنا يساوى  $\lambda/2$  وذلك لأن  $n=1$  للهواء ولأن الانتقال من هدبة إلى الهدبة التالية يناظر زيادة  $d$  بهذا المقدار . ويجدر بنا أن نشير في هذا المقام إلى أن الطريقة التقليدية لتحضير الأسطح المستوية بصريا تعتمد أساسا على تكرار مشاهدة الهدب المتكونة بين السطح المراد اختباره وسطح آخر مستويا بصريا مع الاستمرار في



شكل ١٤ - ٩ : الهدب متساوية السمك : (أ) طريقة الملاحظة بالرؤية ؛ (ب) صورة فوتوغرافية لمقطعة  
بكاميرا مركزة بؤرياً على اللوحين .

الصفيل إلى أن تصبح الهدب مستقيمة . وسوف يلاحظ في الشكل ١٤ - ٥ (ب) أن  
هناك تشوه كبير في أحد اللوحين قرب الطرف السفلي .

## ١٤ - ٥ حلقات نيوتن

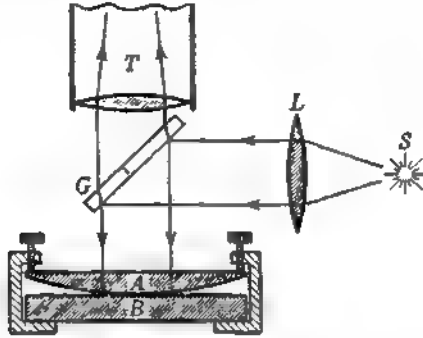
إذا تكونت الهدب متساوية السمك في غشاء هوائي بين السطح المحدب لعدسة ذات  
بعد بؤري طويل و سطح خارجي مستوى فإن الخطوط الكنتورية تكون دائرية . وقد  
درس نيوتن الهدب ذات الشكل الحلقي والمتكونة بهذه الطريقة بالتفصيل ولكنه لم  
يستطيع تفسيرها تفسيراً صحيحاً . ولأغراض القياس تجرى المشاهدات عادة في حالة  
السقوط العمودي باستخدام جهاز كالين بالشكل ١٤ - ٧ حيث يعكس اللوح  
الزجاجي G الضوء إلى أسفل تجاه اللوحين ؛ وبعد الانعكاس يشاهد الضوء النافذ خلال  
G بواسطة ميكروسكوب ذي قوة صغيرة T . وتحت هذه الشروط تعطى مواضع  
النهايات العظمى بالمعادلة ( ١٤ - ١٠ ) ، حيث d سمك الغشاء الهوائي . والآن إذا  
رمزنا بالحرف R إلى نصف قطر انحناء السطح A وافترضنا أن A و B يتلامسان في  
المركز فإن قيمة d لأي حلقة نصف قطرها r تكون هي العمق السهمي للقوس وتعطى  
بالعلاقة :

\* سيرا إسحق نيوتن ( ١٦٤٢ - ١٧٢٧ ) . بالإضافة إلى قيامه بتربيع أسس علم  
الميكانيكا ، وقد حصص نيوتن وقتاً كبيراً للدراسة الضوء وضمن النتائج التي توصل إليها في كتابه الشهير  
"Opticks" أي البصريات . وقد يبدو من الغريب حقاً أن واحدة من أقوى أمثلة التداخل الضوئي ، وهي حلقات  
نيوتن يسبب الفضل فيها إلى المخترع الرئيسي للنظرية الجسيمية للضوء . فالواقع أن خمس نيوتن للنظرية الجسيمية ،  
يكن قاطعاً تماماً كما يبدو من صياغته لها ، وهذا واضح لكل من اطلع على كتاباته الأصلية . هذا ويسبب  
الاكتشاف الأصلي لحلقات نيوتن الآن إلى روبرت هوك .

(١٤ - ١١)

$$d \approx \frac{r^2}{2R}$$

وبالتعويض عن هذه القيمة في المعادلة (١٤ - ١٠) سوف نحصل على علاقة بين أنصاف أقطار الحلقات والطول الموجي للضوء . وللعمل الكمي لا يمكننا افتراض أن



شكل ١٤ - ٧ : الجهاز المستخدم في مشاهدة وقياس حلقات نيوتن .

اللوحين يتلامسان بالكاد في نقطة ، ذلك لأن هناك دائما بعض دقائق الغبار بين السطحين أو بسبب التشوه الناتج من الضغط . هذه الاضطرابات سوف تؤدي إلى محرد إضافة ثابت صغير إلى المعادلة (١٤ - ١١) ، ومع ذلك فإن من الممكن التخلص من تأثيرها بقياس قطري أصغر حلقتين .

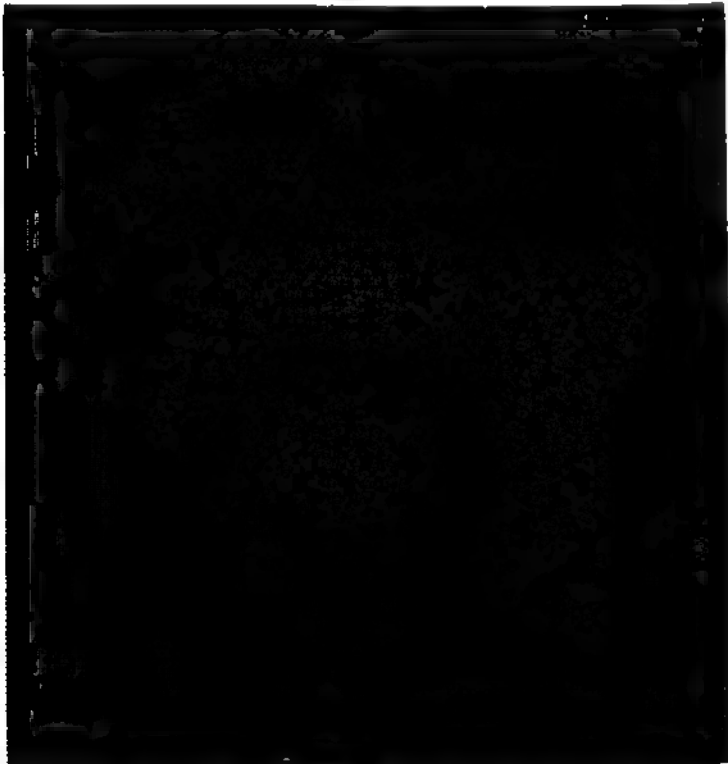
نظرا لأن أقطار الحلقات تعتمد على الطول الموجي فإن الضوء الأبيض ينتج عددا قليلا فقط من الحلقات الملونة بالقرب من نقطة التلامس ، أما في حالة الضوء وحيد اللون فإننا نلاحظ نظاما مكونا من عدد هائل من الهدب كذلك النظام المين في الشكل ١٤ - ٨ وتكون القمة المركزية سوداء عندما يكون التلامس مثاليا . هذا إثبات مباشر للتغير السببي في الطور وفترة  $\pi$  بين نوعي الانعكاس المذكورين في القسم ١٤ - ١ ، أي الانعكاس من الهواء إلى الزجاج والانعكاس من الزجاج إلى الهواء . فإذا لم يكن هذا التغير الطوري موجودا فإن الأشعة المنعكسة من السطحين المتطاورين يجب أن تكون متطابقة وبذلك تؤدي إلى تكون بقعة ساطعة في المركز . وللتأكد من ذلك قم نوماس يويج بإجراء تحويل هام في هذه التجربة كان فيه اللوح السفلي ذو معامل انكسار أكبر من معامل انكسار العدسة وملأ الغشاء بينهما بزييت معامل انكساره وسط بين هذين المعامنين . في هذه الحالة يتم كلا الانعكاسين من الوسط المختل إلى الكثيف ولا يحدث تغير في الطور النسبي وبالتالي يجب أن تكون الهدبة المركزية في النظام المعكس ساطعة ، وهذا ما حدث بالفعل . هذه التجربة لا تحيرنا عند أي سطح يحدث

التعير الطورى فى الجهاز العادى ، ولكن من المؤكد الآن ( أنظر القسم ٢٥ - ٤ ) أنه يحدث عند السطح السفلى ( أى عند الانعكاس فى حالة السقوط من الهواء إلى الزجاج ) يشاهد كذلك نظام من الهدب الحلقيّة فى الضوء النافذ خلال اللوحين فى تجربة حلقات نيوتن . هذا النظام مكمل تماما لنظام الحلقات المتعكسة بحيث تكون القمّة المركزية ساطعة الآن . ومع ذلك فإن التباين بين الحلقات الساطعة والمظلمة صغير للأسباب السابق مناقشتها فى القسم ١٤ - ٣ .

#### ١٤ - ٦ الأغشية غير العاكسة

لقد كان إنتاج الأسطح المغلفة بطبقة خارجية تطبيقا بسيطا وفى غاية الأهمية لمبادئ التداخل فى الأغشية الرقيقة . فإذا رُسب غشاء من مادة شفافة معامل انكسارها  $n'$  على زجاج معامل انكساره  $n$  أكبر من  $n'$  وسُمك قشرة ربع الطول الموجى للضوء فى الغشاء بحيث يكون :

$$d = \frac{\lambda}{4n'}$$



شكل ١٤ - ٨ : حلقات نيوتن . ( بصرىج من شركة يوشى ولومب المحدودة ) .

فإن التداخل سوف يمنع انعكاس الضوء في حالة السقوط العمودى كلية تقريبا . هذا يباظر الشرط  $m=0$  في المعادلة ( ١٤ - ٧ ) والذي يصبح هنا شرط النهايات الصغرى للشدة لأن الانعكاسات على كلا السطحين يتم من الوسط المخلخل إلى الكثيف . وفي هذه الحالة يكون المسير البصرى للموجات المنعكسة من السطح السفلى أطول بمقدار نصف الطول الموجى من المسير البصرى للموجات المنعكسة من السطح العلوى ، ولذلك فإن هاتين المجموعتين سوف تتداخلان عند اتحادهما بالموجات الضعيفة الناتجة من الانعكاسات المتعددة تداخلا هداما ، وحتى يكون التداخل الهدام تاما يجب تساوى السعتان المنعكستان من كل من السطحين تماما ، وهذا هو الشرط الضرورى لتحقيق المعادلة ( ١٤ - ٨ ) : ولكى تكون هذه المعادلة صحيحة في حالة غشاء متلامس مع وسط ذى معامل انكسار أكبر لابد أن يحقق معامل انكسار الغشاء العلاقة التالية :

$$n' = \sqrt{n}$$

ويمكن إثبات ذلك باستخدام المعادلة ( ٢٥ - ٥ ) المعطاة في الفصل الخامس والعشرين وذلك بالتعويض عن معامل انكسار السطح العلوى بالمقدار  $n'$  وعن معامل انكسار السطح السفلى بالمقدار  $n/n'$  . بنفس الطريقة يمكننا إثبات أن مثل هذا الغشاء يعطى انعكاسا صفرى من ناحية الزجاج وأيضاً من ناحية الهواء . وبالطبع لايسبب الغشاء غير العاكس أى إفناء للضوء ؛ ما يحدث هنا هو مجرد إعادة توزيع للطاقة الضوئية بحيث يكون النقص في الانعكاس مصحوباً بزيادة مناظرة في النفاذ .

تتلخص الأهمية العملية لهذه الأغشية في أن استخدامها يمكننا من تقليل فقدان الضوء بالانعكاس على الأسطح المختلفة في نظام من العدسات أو المنشورات بدرجة كبيرة . هذا يؤدي أيضاً إلى التخلص من جزء كبير من الضوء الشارد الذى يصل إلى الصورة نتيجة لهذه الانعكاسات ، وهو ما يؤدي بالتالى إلى زيادة محسوسة من التباين . لهذا السبب ، أى لتقليل الانعكاس ، تغلف جميع الأجزاء البصرية عالية الجودة تقريبا بأغشية رقيقة . وقد كانت الأغشية المعلقة تصنع في البداية بترسيب عدة طبقات جزيئية من مادة عضوية على الأنواع الزجاجية . أما الآن فتصنع أغشية مغلقة أطول عمراً بتبخير فلوريد الكالسيوم أو المغنسيوم على السطح الزجاجى في الفراغ أو بمعالجته كيميائياً بأحماض تترك على سطح الزجاج طبقة رقيقة من السيليكا . والعدسة المغلفة جيداً لها نقيه ضاربة إلى اللون الازرقوانى يمكن رؤيتها بالضوء المنعكس . هذا ناتج من أن شرط التداخل الهدام يمكن أن يتحقق لطول موجى واحد فقط يختار عادة بالقرب من منتصف الطيف

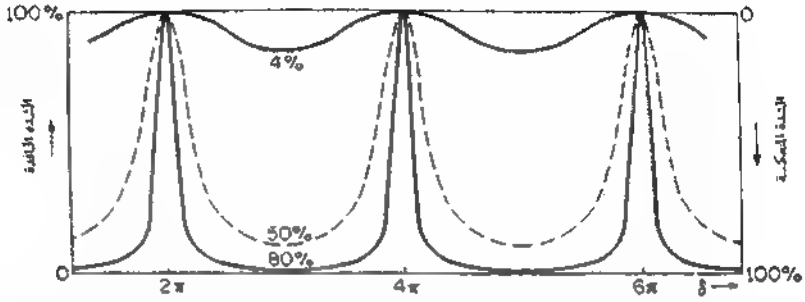
ولذلك يكون انعكاس الضوء الأحمر والبنفسجي كبيراً إلى حد ما . من ناحية أخرى ، المواد المغلفة ذات التحمل الشديد بأن معامل انكسارها أكبر من أن تحقق شروطاً سابقة ذكره . ويمكن تحسين خواص الغشاء من هذه النواحي بدرجة كبيرة بتحتين متراكبتين أو أكثر ، وعندئذ يمكن لهذه الأغشية تقليل الضوء الكلي المنعكس إلى عشر قيمته في حالة الزجاج غير المغلف . هذا ينطبق بالطبع على الضوء المرئي ، مودياً على السطح . ولكن المسير البصري يتغير عند الزوايا الأخرى بسبب العامل  $\cos$  في المعادلة ( ١٤ - ٥ ) . ولكن حيث إن جيب تمام الزاوية لا تتغير سرعة اقتراب من  $0^\circ$  فإن الانعكاس يظل صغيراً في مدى واسع إلى حد كبير من حول العمودي . كذلك تستخدم الأغشية المتعددة ، والتي تسمى الآن بالطبقات المتعددة ، لتحقيق الهدف المعاكس ، أي زيادة معامل الانعكاس ، باختيار سمك المناسب . فمثلاً يمكن استخدامها كمرآيا مجزئة للحزم الضوئية لتقسيم الحزمة إلى نسب معينة للشدة . بهذا يمكن إجراء تقسيم الحزمة الضوئية بدون أية فواقد إضافية نتيجة للامتصاص والتي تلازم النفاذ خلال الأغشية المعدنية الرقيقة والانعكاس على دوائها .

## ١٤ - ٧ حدة الهدب

عندما يزداد معامل انعكاس الأسطح ، إما بالطريقة السابقة أو بتفضيضا تفضيضا ، تصبح الهدب الناتجة من الانعكاسات المتعددة أكثر ضعفاً . والتغيرات المذهلة التي تحدث نتيجة لذلك موضحة في الشكل ١٤ - ٩ ، والذي رسم للحالات  $m = 0.04, 0.5, 1.0, 2.0$  طبقاً للمعادلات التي سوف نشقها فيما بعد . المنحني ذو  $m = 0.04$  هو مجرد المنحني الخاص بالزجاج غير المفضض السابق إعطائه في الشكل ١٤ - ٩ . حيث إن الشدة النافذة هي مجرد مكمل الشدة المعكوسة في حالة غياب الهدب ، إذن نفس هذا الرسم يمثل كتور أي من مجموعتي الموجات المنعكسة أو يمكن الحصول على أيهما من الآخر بمجرد قلب الشكل أو عكس تدريج المحاور . هو موضح بالسهم المتجه إلى أسفل على الجانب الأيمن من الشكل ١٤ - ٩ .

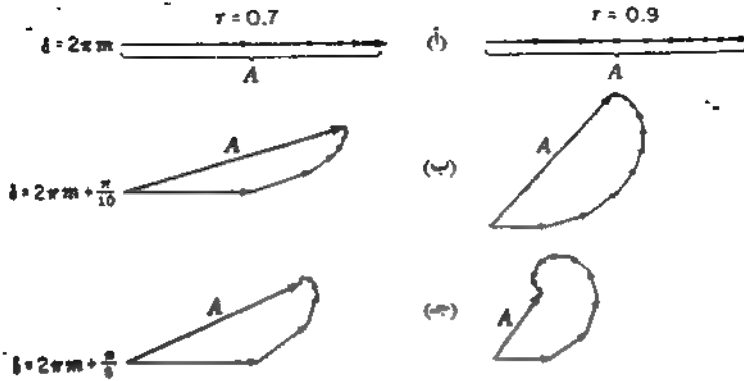
لنستطيع فهم السبب في زيادة معامل الانعكاس يمكننا استخدام الطريقة التخطيطية لتركيب السمات التي سبق وصفها في الجزئين ١٢ - ٢ و ١٣ - ٤ .

بالرجوع إلى الشكل ١٤ - ٤ نلاحظ أن ساعات الهدب الأشعة النافذة تعطي الكميات  $att'$ ,  $att'r^2$ ,  $att'r^4$ , ... أو بالمقدار  $att'r^{2m}$  للشعاع رقم  $m$  عامة. علينا إذن أن نوجد محصلة عدد لانهاى من الساعات التى تتناقص فى المقدار بمعدل أسرع كلما ازدادت قيمة الكسر



شكل ١٤ - ٩ : كتورات شدة الهدب الناتجة من الإنعكاسات المتعددة ، وهى توضح كيف تعتمد الحدة على معامل الإنعكاس .

$r$  صفرا . فى الشكل ١٤ - ١٠ (أ) رسمت مقادير ساعات الهدب النافذة العشر الأولى بنفس مقياس الرسم للحالتين 80%, 50% فى الشكل ١٠ - ٩ ، أى للحالتين  $r=0.9, r=p.7$  بالتحديد . فإذا بدأنا بأية نهاية عظمى رئيسية ، ولتكن  $\delta = 2\pi m$  فإن هذه الساعات المنفردة ستكون جميعها متطابقة مع بعضها البعض ، ولذلك رسمت جميع المتجهات متوازية لتعطي محصلة متساوية فى الحالتين . إذا تحركنا الآن قليلا على أحد جانبي النهاية العظمى حيث يدخل فرق طورى بين الأشعة المتتالية قدره  $\pi/10$  ، عندئذ يجب أن يرسم كل من المتجهات المختلفة صانعا زاوية قدرها  $\pi/10$  مع المتجه السابق له ثم نوجد المحصلة بتوصيل ذيل المتجه الأول برأس الأخير ؛ والنتيجة موضحة فى الرسم ( ب ) . وسوف يلاحظ فى الحالة  $r=0.9$  ، وهى الحالة التى تكون المتجهات المنفردة فيها أكثر تساويا بعضها لبعض ، أن المحصلة  $R$  قد أصبحت أصغر كثيرا مما فى الحالة الأخرى . هذا التأثير يبدو أكثر وضوحا فى الرسم ( ج ) حيث تغير الطور بمقدار  $\pi/5$  ؛ ذلك أن المحصلة قد هبطت إلى قيمة أصغر كثيرا فى الصورة اليمنى . وبالرغم من أن الصورة الصحيحة يجب أن تتضمن عددا لانهايا من المتجهات إلا أن سعة المتجهات الأخيرة ستكون صفرا ، وبذلك سوف نصل إلى نتيجة شبيهة بما وجدناه باستخدام المتجهات العشر الأولى .



شكل ١٤ - ١٠ : التركيب الخطي لساعات أول عشر أشعة مكونة بالإنعكاسات المتعددة عند قيمتين مختلفتين لمعامل الانعكاس .

هذه الاعتبارات الكيفية يمكن أن تصبح أكثر دقة باشتقاق معادلة مضبوطة للشدة لتحقيق ذلك يجب علينا إيجاد تعبير للسعة المحصلة A التي يحدد ترييها قيمة الشدة . الآن A تمثل المجموع الاتجاهي لتسلسلة لانهاية من السعات المتناقصة ذات فرق طورى  $\delta$  يعطى بالمعادلة ( ١٤ - ٩ ) . وبمكتنا هنا تطبيق الطريقة التمثلية لجمع المتجهات وذلك بإيجاد مجموع المركبات الأفقية أولاً ثم مجموع المركبات الرأسية وترييها ثم جمعها لنحصل على  $A^2$  . ومع ذلك فإن استعمال الدوال المثلثية في هذا العمل كما فعلنا في القسم ١٢ - ١ مرهق للغاية . لهذا سوف نلجأ إلى استخدام طريقة بديلة لتركيب الاهتزازات تمتاز ببساطتها من الناحية الرياضية في الحالات المعقدة .

## ١٤ - ٨ طريقة السعات المركبة

بدلاً من استخدام الجيب أو جيب تمام لتمثيل الحركة التوافقية البسيطة يمكننا كتابة معادلتها في الصورة الأسية التالية :

$$y = ae^{i(\omega t - kx)} = ae^{i\omega t} e^{-ikx}$$

حيث  $\delta \equiv kx$  وهو مقدار ثابت في نقطة معينة في الفراغ . وجود المقدار  $\sqrt{-1}$  في

\* يمكنك الإطلاع على الخلفية التاريخية لهذه الطريقة بالرجوع إلى E. T. Whittaker and G. N.

Watson, "Modern Analysis," chap. 1, Cambridge University Press, New York, 1935.

هذه المعادلة يجعل الكميات مركبة . ومع ذلك يمكننا استخدام هذا التمثيل على أن نأخذ في نهاية المسألة الجزء الحقيقي ( جيب التمام ) أو التخيلي ( الجيب ) من التعبير الناتج : ويلاحظ أن العامل  $\exp(i\omega t)$  الذى يعتمد على الزمن لا يمثل أية أهمية في حالة جمع الموجات المتساوية في التردد لأن السعات والأطوار النسبية لا تعتمد على الزمن . أما العامل الآخر  $a \exp(-i\delta)$  ويسمى السعة المركبة فهو عبارة عن عدد مركب مقياسه  $a$  هو السعة الحقيقية ودليله  $\delta$  هو الطور بالنسبة إلى طور قياسى معين . وهنا نوضح الإشارة السالبة ببساطة أن الطور متأخر عن الطور القياسى . وعموما يعطى المتجه  $a$  بالعلاقة :

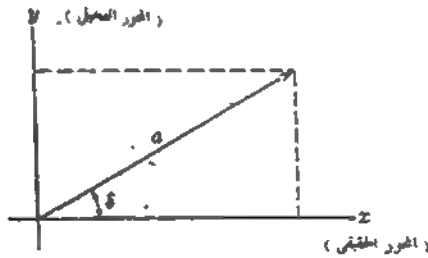
$$a = ae^{i\delta} = x + iy = a(\cos \delta + i \sin \delta)$$

وسوف نرى بعدئذ أن :

$$a = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \tan \delta = \frac{y}{x}$$

ومن ثم ، إذا مثلنا المتجه  $a$  كما في الشكل ١٤ - ١ بتوقيع جزئه الحقيقي أفقيا وجزئه التخيلي رأسيا فإن مقداره سيكون  $a$  وسوف يصنع زاوية قدرها  $\delta$  مع المحور  $x$  كما يجب أن يكون الأمر في حالة الجمع الإتجاهى .

تتلخص ميزة استخدام السعات المركبة في حقيقة أن المجموع الجبري لسعتين أو أكثر



شكل ١٤ - ١١ : تمثيل متجه في المستوى المركب .

يكافئ المجموع الإتجاهى للسعات الحقيقية . إذن ، بالنسبة لكميتين من هذا النوع يمكننا كتابة مجموعهما كالتالى :

$$Ae^{i\theta} = a_1e^{i\theta_1} + a_2e^{i\theta_2}$$

بحيث إذا كان :

$$x_1 + x_2 = a_1 \cos \delta_1 + a_2 \cos \delta_2 = X$$

$$y_1 + y_2 = a_1 \sin \delta_1 + a_2 \sin \delta_2 = Y$$

فإننا سوف نجد أن المعادلتين السابقتين تتطلبان أن يكون :

$$(12-14) \quad A^2 = X^2 + Y^2 \quad \tan \theta = \frac{Y}{X}$$

إذن ، للحصول على المجموع الإجمالي نحتاج فقط إلى إيجاد المجموعين الجبريين  $Y = \sum y_i$  ،  $X = \sum x_i$  للجزئين الحقيقي والتخيلي على الترتيب للكميات المركبة . وللحصول على الشدة المحصلة كمقدار يتناسب مع مربع السعة الحقيقية تضرب السعة المركبة المحصلة في مرافقها المركب وهو نفس التعبير ولكن بوضع  $\delta$  بدلا من  $\delta$  في كل مكان فيه . وتبرير هذه الطريقة ينتج مباشرة من العلاقتين :

$$(11-14) \quad \begin{aligned} (X + iY)(X - iY) &= X^2 + Y^2 = A^2 \\ Ae^{i\theta} Ae^{-i\theta} &= A^2 \end{aligned}$$

#### ١٤ - ٩ اشتقاق دالة الشدة

بالنسبة للنظام الهدى المتكون بواسطة الضوء النافذ ، يعطى مجموع السعات المركبة كالتالى ( أنظر الشكل ١٤ - ٤ ) :

$$\begin{aligned} Ae^{i\theta} &= at + at'r^2e^{i\theta} + at'r^4e^{i2\theta} + \dots \\ &= a(1 - r^2)(1 + r^2e^{i\theta} + r^4e^{i2\theta} + \dots) \end{aligned}$$

حيث عوضا عن  $at$  بالمقدار  $1 - r^2$  طبقا لعلاقة ستوكس ، أى المعادلة ( ١٤ - ٣ ) . المتسلسلة الهندسية اللانهائية الموجودة بين القوسين في المعادلة السابقة نحتوى على النسبة المشتركة  $r^2 \exp i\delta$  ، وحيث إن  $r^2 < 1$  فإن مجموعها محدود . بجمع هذه المتسلسلة سوف نحصل على مايلى :

$$Ae^{i\theta} = \frac{a(1 - r^2)}{1 - r^2e^{i\theta}}$$

صق للمعادلة ( ١٤ - ١٣ ) ، الشدة هى حاصل ضرب هذه الكمية و مرافقها المركب . إذن :

$$I_T \approx \frac{a(1-r^2)}{1-r^2e^{i\delta}} \frac{a(1-r^2)}{1-r^2e^{-i\delta}} = \frac{a^2(1-r^2)^2}{1-r^2(e^{i\delta} + e^{-i\delta}) + r^4}$$

وحيث إن  $\cos \delta = (e^{i\delta} + e^{-i\delta})/2$  و  $I_0 \approx a^2$  هي شدة الحزمة الساقطة ، إذن النتيجة بدلالة الكميات الحقيقية فقط هي كالتالي :

$$(14-14) \quad I_T = I_0 \frac{(1-r^2)^2}{1-2r^2 \cos \delta + r^4} = \frac{I_0}{1 + [4r^2/(1-r^2)^2] \sin^2(\delta/2)}$$

السمة الأساسية لكتنورات الشدة في الشكل ١٤ - ٩ يمكن قراءتها من هذه المعادلة . وهكذا ، عند النهايات العظمى ، حيث  $\delta = 2\pi m$  نجد أن عندما  $\sin^2(\delta/2) = 0$  و  $I_T = I_0$  يكون معامل الانعكاس  $r^2$  كبيراً وقريباً من الوحدة ستكون الكمية  $4r^2/(1-r^2)^2$  كبيرة أيضاً ، وحتى الانحرافات الصغيرة للكمية  $\delta$  عن قيمتها عند النهاية العظمى تؤدي إلى تناقص الشدة بسرعة .

بالنسبة للهدب المنعكسة ليس من الضروري إجراء عملية الجمع لأننا نعلم من قانون بقاء الطاقة أنه إذا لم يكن هناك فقدان للطاقة خلال الامتصاص فإن :

$$(14-15) \quad I_R + I_T = 1$$

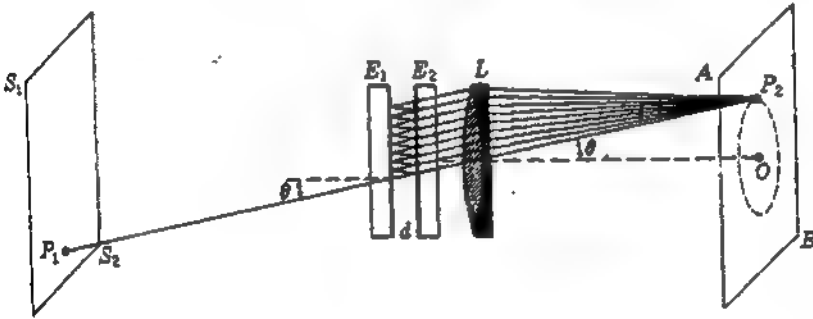
إذن الهدب المنعكسة تمثل مكملًا للهدب النافذة ، وهي تصبح هدبا مظلمة ضيقة عند معاملات الانعكاس العالية . هذه الهدب يمكن استخدامها لكي نجعل دراسة كتنورات الأسطح أكثر دقة\* وإذا كان هناك امتصاص محسوس أثناء النفاذ خلال الأسطح ، وهذا يحدث مثلاً عندما تكون تلك الأسطح مفضضة تفضيضا خفيفا لن يمكننا افتراض صحة علاقتي ستوكس أو المعادلة (14-15) . فإذا رجعنا إلى اشتقاق المعادلة (14-15) سنجد في هذه الحالة أن التعبير الخاص بالشدة النافذة  $I_T$  يجب أن يضرب في  $(1-r^2)^2/(1-r'^2)$  وهنا تمثل  $r$  و  $r^2$  أساساً كسرى الشدة النافذة والمنعكسة نتيجة لسطح واحد ، على الترتيب . وعندما تكون الأسطح مطلية بالمعدن سوف تكون هناك فروق طفيفة بين  $r$  و  $r'$  ، كما ستحدث تغيرات طورية صغيرة عند الانعكاس . ومع ذلك سيظل بالإمكان تمثيل الهدب النافذة بالمعادلة (14-15) ولكن على أن يؤخذ في الاعتبار النقص الإجمالي في الشدة وأيضاً تصحيح المقدار  $\delta$  الذي يمثل في محرد تغييرات طفيفة في السمك الفعال للوح .

\* S. Tojansky, "Multiple-Beam Interferometry," Oxford University Press, New York, 1948.

## ١٤ - ١٠ مقياس التداخل لفابري - بيروتي

هذا الجهاز يستعمل الهدب الناتجة في الضوء النافذ بعد الانعكاسات المتعددة في غشاء هوائي بين لوحين مستويين مفضضين تفضيضا خفيفا على السطحين الداخليين ( شكل ١٤ - ١٢ ) . وحيث أن المسافة الفاصلة  $d$  بين السطحين العاكسين تكون عادة كبيرة إلى حد كبير ( من 0.1cm إلى 10 cm ) فإن المشاهدات نحوى بالقرب من الاتجاه العمودي ، ولذلك تنتمي هذه الهدب إلى الهدب متساوية الميل ( القسم ١٤ - ٢ ) . لمشاهدة الهدب يسمح للضوء وحيد اللون المنبعث من مصدر عريض  $(S_1S_2)$  بالمرور خلال لوح مقياس التداخل  $E_1E_2$  .

وحيث إن أي شعاع ساقط على السطح المنقّص الأول ينقسم بالانعكاس إلى مجموعة من الأشعة النافذة المتوازية ، من الضروري استخدام عدسة  $L$  ، قد تكون عدسة العين ، لتجميع هذه الأشعة المتوازية سويا لكي يحدث التداخل . في الشكل ١٤ - ١٢ نلاحظ



شكل ١٤ - ١٢ : مقياس التداخل لفابري - بيروتي . اللوحان  $E_1E_2$  يوضعان تكون هدب التداخل الدائرية الناتجة من الانعكاسات المتعددة .

أن الشعاع الضوئي المنبعث من النقطة  $P_1$  على المصدر يسقط بزاوية قدرها  $\theta$  على الأفقي منتجا مجموعة من الأشعة المتوازية تميل على الأفقي بنفس الزاوية ، وهذه بدورها تتجمع سويا في النقطة  $P_2$  على الستار  $AB$  ؛ ومن الضروري ملاحظة أن  $P_2$  ليست صورة للنقطة  $P_1$  . وحيث إن  $n=1$  للهواء ،  $\phi' = \theta$  في هذه الحالة ، إذن يعطى شرط تقوية الأشعة النافذة بعضها لبعض بالمعادلة ( ١٤ - ٦ ) ، ومنه :

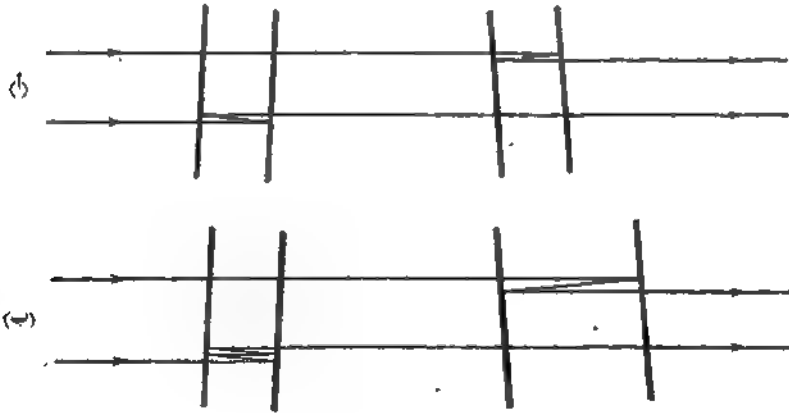
$$2d \cos \theta = m\lambda$$

للنهايات العظمى ( ١٤ - ١٦ )

هذا الشرط سوف يتحقق لجميع النقط الواقعة على دائرة تمر بالنقطة  $P_2$  ومركزها  $O$  وهي نقطة تقاطع محور العدسة بالستار  $AB$ . وعندما تقل الزاوية  $\theta$  يزداد جيب التمام إلى أن يصل إلى نهاية عظمى أخرى تناظر زيادة  $m$  بمقدار  $1, 2, \dots$ ؛ ومن ثم تتكون على الستار مجموعة من النهايات العظمى في صورة حلقات متحدة المركز ومركزها المشترك هو النقطة  $O$ . وحيث إن المعادلة (١٤ - ١٦) هي نفس المعادلة (١٣ - ٧) الخاصة بمقياس التداخل لمايكلسون، إذن المسافة الفاصلة بين الحلقات تساوي المسافة الفاصلة بين الهدب الدائرية في ذلك الجهاز وتتغير بتغير المسافة  $d$  بنفس الطريقة تماماً. في مقياس التداخل الفعلي يكون أحد اللوحين مثبتاً بينما يمكن تحريك الآخر مقتربا من الأول أو مبتعدا عنه بواسطة عربة صغيرة مركبة على مجرى يعمل بطريقة ميكانيكية دقيقة بالاستعانة بمسار ملولب بطيء الحركة.

#### ١٤ - ١١ هدب بروستر\*

ليس من الممكن عمليا مشاهدة هدب الضوء الأبيض باستخدام نسخة واحدة من



شكل ١٤ - ١٣ : مسارات الضوء اللازمة لتكوين هدب بروستر. (أ) باستخدام لوحين متساوي السمك (ب) باستخدام لوحين سمك إحداهما ضعف سمك الآخر. ميل اللوحين مبالغ فيه.

\* سيمافيد بروستر Sir David Brewster (١٧٨١ - ١٨٦٨)، استاذ الفيزياء بكلية سانت أندرو ثم رئيس جامعة ادنبرج. تلقى تعليمه ليعمل في خدمة الكنيسة، وأثناء ذلك أظهر اهتماماً كبيراً بعلم الضوء من خلال تكراره لتجاربه نيوتن عن الحيود. له إكتشافات هامة في موضوعي الإنكسار المزدوج والتحليل الطيفي. ومن المريب أنه كان يعارض النظرية الموجية للضوء بالرغم من أنها كانت قد وصلت إلى درجة عالية من التطور والإكتمال في حياته.

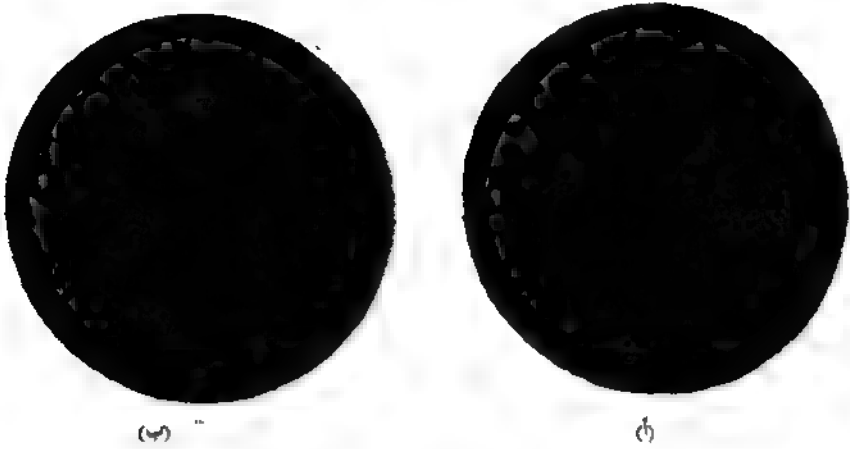
التداخل لقابري - بيروت لأن المسير البصري الصغرى يحدث فقط عندما تلامس اسطححان المفضضان تلامسا مباشرا . ومع ذلك يمكن الحصول على تداخل الضوء الأبيض باستخدام نسختين من مقياس التداخل هذا على التوالي ، والهدب الناتجة

تدث لها تطبيقات هامة للغاية . لتحقيق ذلك يضبط اللوحان الهوائيان المتوازيين السطحيين بحيث يكونان متساويين تماما في السمك أو بحيث يكون سمك أحدهما مضاعفا صيحا تماما لسمك الآخر ، ويميل أحد مقياسي التداخل بزاوية قدرها  $1^\circ$  أو  $2^\circ$  أحدهما بالنسبة للآخر . عندئذ أى شعاع ينصف الزاوية بين العمودين على مجموعتي الألواح يمكن أن ينقسم إلى شعاعين ، وبعد انعكاسين أو أكثر يخرج كل منهما بعد أن يكونا قد قطعوا نفس المسار . وقد رسم هذان المساران في الشكل ١٤ - ١٣ كل على حدى لتوضيح فقط بالرغم من أن الحزمتين المتداخلتين قد اشتقا في الواقع من نفس الشعاع ناقط وأنها تتراكبان بعد أن تتركا النظام . ومن المفيد هنا أن نحيل القارئ إلى الشكل ١٣ - ٢٢ الذى يوضح كيفية تكون هدب بروسر بواسطة لوحين زجاجيين سميكين في مقياس التداخل لجابري . من ناحية أخرى ، أى شعاع ساقط بزاوية أخرى يختلف عن الزاوية السابق ذكرها سوف يعطى فرقا في المسير بين الشعاعين الخارجين ، وفرق المسير هذا بزيادة الزاوية ، ومن ثم يتكون لدينا نظام من الهدب المستقيمة .

إن فائدة هدب بروسر تكمن أساسا في أن هذه الهدب تظهر فقط عندما تكون النسبة بين المسافتين الفاصلتين في مقياس التداخل عددا صحيحا تماما . وهكذا ، فعند تعيين طول المتر الأمام بدلالة الطول الموجي لخط الكادميوم الأحمر استخدمت مجموعة من مقاييس التداخل طول كل منها ضعف طول السابق له وقوربت هذه الأطوال فيما بينها باستخدام هدب بروسر . بهذه الطريقة كان يمكن إيجاد عدد الأطوال الموجية في أطوال مقاييس التداخل ، وطولة حوالى 1m ، في بضعة ساعات . وأخيرا يجب أن نؤكد أن النوع من الهدب ينتج من تداخل حزمتين أثنتين فقط ولذلك لا يمكن جعلها ضيقة كالهدب العادية الأخرى الناتجة من الانعكاسات المتعددة .

## ١٤ - ١٢ قدرة التحليل اللوني

لميزة الكبرى لمقياس التداخل لقابري - بيروت على جهاز مايكلسون تكمن في حدة هذا السبب يستطيع هذا الجهاز أن يظهر وبشكل مباشر تفاصيل التركيب لدقيق وعرض الخط الطيفي وهى خصائص لم يكن بالإمكان الاستدلال عليها قبل ذلك



شكل ١٤ - ١٤ : مقارنة بين نوعي الهدب الناتجة باستخدام (أ) مقياس الداخل لما بكسون ، (ب) مقياس الداخل لقابري - بيروت ، معامل إنعكاس الأسطح 0.8 .

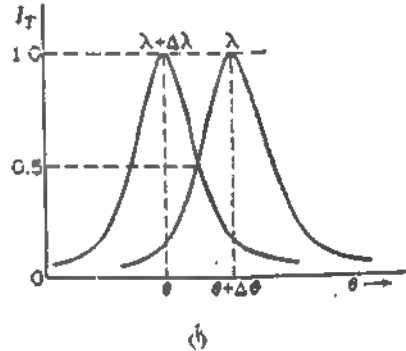
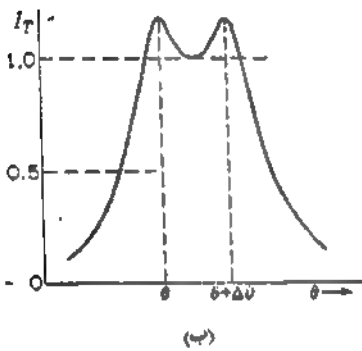
إلا من دراسة سلوك منحنيات الرؤية . الفرق بين مظهرى الهدب بالنسبة للجهازين موضح في الشكل ١٤ - ١٤ حيث تقارن الهدب الدائرية الناتجة باستخدام خط طيفى واحد . أما إذا وجد خط آخر فإنه سوف يؤدي إلى مجرد تقليل الوضوح في (أ) ، ولكنه سبب ظهور مجموعة أخرى من الحلقات في (ب) . وكما سوف يظهر فيما بعد ، هذه الحقيقة تسمح أيضا بإجراء مقارنات أكثر دقة بين الأطوال الموجبة المختلفة .

من الضروري لكثير من التطبيقات أن نعلم إلى أى حد يمكن أن يتقارب طولان موجبان بحيث يظل بالإمكان تمييزهما كحلقتين منفصلتين . تقاس قدرة أى مطياف على تمييز الأطوال الموجبة بالنسبة  $\lambda/\Delta\lambda$  ، حيث  $\Delta\lambda$  هنا تعنى متوسط الطول لخطين يظهران منفصلين بالكاد و  $\Delta\lambda$  فرق الطول الموجى بين المركبتين . هذه النسبة تسمى قدرة التحليل اللوني للجهاز عند ذلك الطول الموجى في هذه الحالة الحالية من المناسب أن نقول إن الهدب المتكونة بالخطين  $\lambda + \Delta\lambda$  منفصلة بالكاد عندما يقع كنتورا شديتهما في رتبة معينة في الموضعين النسيين الموضحين في الشكل ١٤ - ١٥ (أ) . فإذا كان للانفصال الزاوى  $\Delta\theta$  تلك القيمة التى تجعل المنحنيين يتقاطعان في نقطة منتصف الشدة ، أى  $I_r = 0.5I_0$  ، فسوف يكون هناك انخفاض مركزى قدره 17% في مجموع الشدتين كما هو مبين في الجزء (ب) من الشكل . عندئذ تستطيع العين أن تميز وجود لخطين بسهولة .

لإيجاد قيمة  $\Delta\delta$  المناظرة لهذا الانفصال نلاحظ أولاً أنه لكي ينتقل من النهاية العظمى  
عند منتصف الشدة يجب أن يتغير فرق الطور في كل من النمطين بالقدر الضروري  
كي يصبح الحد الثاني في مقام المعادلة ( ١٤ - ١٤ ) مساوياً للوحدة . هذا يتطلب أن  
نكون :

$$\sin^2 \frac{\delta}{2} = \frac{(1 - r^2)^2}{4r^2}$$

فإذا كانت الهدب حادة بدرجة معقولة ، عندئذ يمكن التغير  $\delta/2$  صغيراً بالمقارنة  
بمضاعفات  $\pi$  . حيثئذ يمكننا وضع جيب الزاوية مساوياً للزاوية نفسها ؛ وإذا كان



شكل ١٤ - ١٥ : محور شدة هدينى فابرى - يورت منفصلين بالكاد : (أ) الهدبان موضحان كل منهما  
على حدى ؛ (ب) مجموع شدتي الهدبين والتأثير المشاهد .

$\Delta\delta$  يمثل التغير اللازم في فرق الطور للانتقال من موضع نهاية عظمى إلى موضع  
الأخرى ، فإن :

$$(14 - 17) \quad \left(\sin \frac{\delta}{2}\right) \left(\frac{\Delta\delta}{2}\right) \approx \frac{\Delta\delta}{4} = \frac{1 - r^2}{2r}$$

والآن يمكن إيجاد العلاقة بين التغير الزاوى  $\Delta\theta$  وفرق الطور  $\Delta\delta$  بمفاضلة المعادلة  
( ١٤ - ٩ ) مع وضع  $\phi' = \theta = n=1$  :

$$(14 - 18) \quad \Delta\delta = -\frac{4\pi d}{\lambda} \sin \theta \Delta\theta$$

علاوة على ذلك ، إذا أريد أن تتكون النهاية العظمى بالنسبة للخط  $\lambda + \Delta\lambda$  على نفس

هد، الاتصال الزاوى  $\Delta\theta$  ؛ إذن من-المعادلة ( ١٤ - ١٦ ) يجب أن يتحقق لشرط التالى :

$$( ١٩ - ١٤ ) \quad 2d \sin \theta \Delta\theta = m \Delta\lambda$$

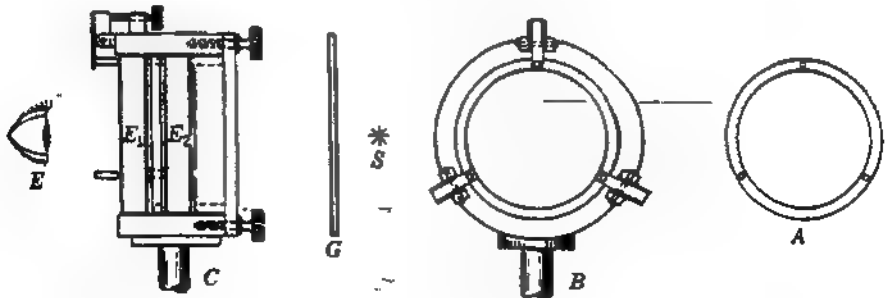
باستعمال المعادلات ( ١٤ - ١٧ ) إلى ( ١٤ - ٩ ) نحصل على الصورة التالية لقدرة التحليل اللوى :

$$( ٢٠ - ١٤ ) \quad \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \frac{\pi r}{1 - r^2}$$

إذن تعتمد قدرة التحليل اللوى على كميتين هما الرتبة  $m$  التى يمكن اعتبارها مساوية للمقدار  $2d/\lambda$  ومعامل انعكاس السطحين  $r^2$  . وإذا كان الأخير قريبا من الوحدة تكون قيمة قدرة التحليل كبيرة جدا . فمثلا ، إذا كان  $r^2 = 0.9$  عندئذ يصبح العامل الثانى فى المعادلة ( ١٤ - ٢٠ ) 30 ؛ وإذا كان أنفصال اللوحين  $d$  فى مقياس التداخل 1cm فقط ، إذن قدرة التحليل عند 5000 تصبح  $1.20 \times 10^6$  . بهذه القيمة لقدرة التحليل اللوى يمكننا رؤية مركبتى خط ثنائى عرضة 0.0042 Å كخطين منفصلين .

### ١٤ - ١٣ مقارنة الأطوال الموجية باستخدام مقياس التداخل

تقاس النسبة بين الطولين الموجيين لخطين ليسا متقاربين جدا ، كخطى الزئبق الأصفرين مثلا ، فى المختبر أحيانا باستخدام مقياس تداخل أحدى مرآتيه قابلة للحركة . وتبنى الطريقة المتبعة لذلك على ملاحظة مواضع انطباق وعدم انطباق الهدب المتكونة



شكل ١٤ - ١٦ : الأجزاء الميكانيكية لآلاتون فايبرى - بيروت وهى عبارة عن حلقة فاصلة ومسامير ملولبة للصبط وزنبركات .

١. ليس له حين ، وهي الطريقة السابق ذكرها في القسم ١٣ - ١٢ . عندما نبدأ من متلاستين تقريبا يكون النظامان الحلقيان الناتجان من الطولين الموجبين مطبقين عمليا . وزيادة  $d$  ينفصل النظامان تدريجيا ويحدث أقصى انفصال عندما تصل حثقات المجموعة منهما إلى منتصف المجموعة الأخرى تماما . بتركيز إهتمامنا على الحلقتين المبركيتين ( $\cos \theta \approx 1$ ) ، يمكننا طبقا للمعادلة ( ١٤ - ١٦ ) أن نكتب العلاقة :

$$2d_1 = m_1\lambda = (m_1 + \frac{1}{2})\lambda' \quad (١٤ - ٢١)$$

حيث  $\lambda' > \lambda$  بالطبع . من هذه المعادلة نجد أن :

$$\lambda - \lambda' = \frac{\lambda\lambda'}{4d_1} = \frac{\lambda^2}{4d_1} \quad \text{و} \quad m_1(\lambda - \lambda') = \frac{2d_1}{\lambda} (\lambda - \lambda') = \frac{\lambda'}{2}$$

إذ كان الفرق بين  $\lambda$  و  $\lambda'$  صغيرا . عندما تزداد المرات أكثر من ذلك تنطبق الحلقتان ثم انفصال مرة أخرى . عن موضع الانفصال التالي :

$$2d_2 = m_2\lambda = (m_2 + 1\frac{1}{2})\lambda' \quad (١٤ - ٢٢)$$

نطرح المعادلة ( ١٤ - ٢١ ) من المعادلة ( ١٤ - ٢٢ ) نحصل على :

$$2(d_2 - d_1) = (m_2 - m_1)\lambda = (m_2 - m_1)\lambda' + \lambda'$$

ومنه نفترض أن  $\lambda$  يساوى  $\lambda'$  تقريبا ، نجد أن :

$$\lambda - \lambda' = \frac{\lambda^2}{2(d_2 - d_1)} \quad (١٤ - ٢٣)$$

يمكننا إيجاد الفرق  $d_2 - d_1$  أميا مباشرة من التدرج أو بعد عدد هذب الطول الموجي المطلوب  $\lambda$  بين موضعى عدم إنطباق .

٢. إجراء العمل السابق بدقة عالية يستعاض عن الطريقة السابقة بأخرى بصور

٣. مان هديان للخططين فوتوغرافيا في نفس اللحظة عند قيمة معينة للمسافة  $d$  بين

٤. لهذا الغرض يثبت اللوحان ثيبا جيدا بإستعمال قطع فاصلة ( أو مبادعة )

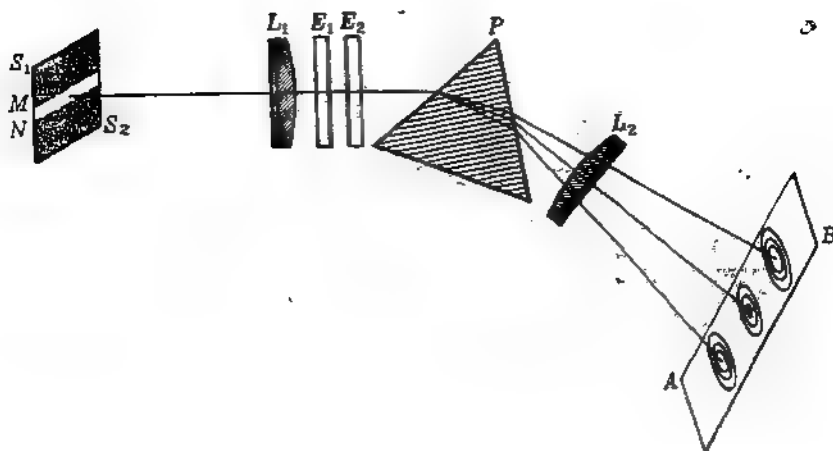
٥. الإنفاز . عندئذ يسمى زوج ألواح فابري - بيروث المثبت بهذه الطريقة

٦. إبتالا ( شكل ١٤ - ١٦ ) . ويمكن استخدام الايتالون لتحديد الأطوال الموجية النسبية

٧. صيفية بدقة من صورة فوتوغرافية واحدة . وإذا وضع الايتالون مع عدسة

٨. ١٤ - ١٢ وكان الضوء يحتوى على عدة أطوال موجية فإن الظلم الهدية

٩. محشف ، طول الموجية ستكون متمركزة مع  $O$  ومختلطة بعضها ببعض ؛ ومع ذلك



شكل ١٤ - ١٧ : تجربة مكونة من منشور وايتالون فابري - بيروت لفصل النظم الحلقية الناتجة من خطوط طيفية مختلفة .

يمكن فصل هذه النظم الهدبية بإدخال منشور بين الايتالون والعدسة L . حينئذ سوف تصبح التجربة العملية شبيهة بما هو مبين في الشكل ١٤ - ١٧ . هذا ويمثل الشكل ١٤ - ١٨ صورة فوتوغرافية للطيف المرئي للرئبق مأخوذة بهذه الطريقة . وسوف يلاحظ في هذه الصورة أن هدب الخطين الأخضر والأصفر مازالت متراكبة . للتغلب على ذلك يلزمنا فقط أن نستخدم شفا مضاعفاً (MN في الشكل ١٤ - ١٧) ذا اتساع

4368

٨5461 5770-90



أزرق

١٦٠٠ المصفر

شكل ١٤ - ١٨ . حلقات تداخل الطيف المرئي للرئبق مأخوذة باستخدام ايتالون فابري - بيروت الموضح في الشكل ١٤ - ١٧ .



شكل ١٤ - ١٩ . انماط تداخل طيف اللافتانوم المأخوذة بآباري - بيروت ،  $d = 5mm$  ( بصرح من أ . إ . أندرسون ) .

مناسب كمصدر ضوئي . فإذا وضع مقياس التداخل في طريق حزمة ضوئية متوازية ، كما هي الحال هنا ، فإن كل نقطة على المصدر الممتد سوف تناظر نقطة معينة في النظام الحقيقي . لهذا سوف نحصل فقط على المقاطع الرأسية للنظام الحقيقي كما هو موضح في الجزء السفلي من الشكل ١٤ - ١٨ ، وهذه لن تتراكب . وعندما يحتوى الطيف على عدد كبير من الخطوط ، كما في الشكل ١٤ - ١٩ ، يجب أن يكون الشق أضيق كثيرا . في هذه الصورة الفوتوغرافية تظهر مقاطع النصف العلوي من النظم الحديدية فقط . وبقياس أنصاف أقطار الحلقات في صورة فوتوغرافية من هذا النوع يمكننا مقارنة الأطوال الموجية لخطوط الطيفية بدقة كبيرة . ونشير في هذا المقام إلى أن تعيين القيم الصحيحة للمقدار  $m$  في النظم الحديدية المختلفة والقيمة المضبوطة للمقدار  $d$  عملية صعبة للغاية ولذلك لن نناقشها هنا\* . ومن الجدير بالذكر أن هذه الطريقة قد استخدمت في قياس الأطوال الموجية لبضعة مئات من الخطوط الطيفية المنبعثة من القوس الحديدي بالنسبة لخط الكاديوم الأحمر بدقة قدرها أجزاء قليلة من عشرات آلاف الأجزاء من المليون .

## ١٤ - ١٤ دراسة التراكيب فوق الدقيق وشكل الخط

لقد اكتسبت دراسة التراكيب فوق الدقيق باستخدام مقياس التداخل لآباري - بيروت أهمية كبيرة في البحث العلمي الحديث نظرا لعلاقة الوثيقة بخواص

\* انظر W. E. Williams, "Applications of Interferometry," pp. 83-88, Methuen and Co., Ltd., London, 1930, for a description of this method.

ن

الأثرية الدرية . ذلك أننا نجد في بعض الأحيان أن خطاً معيناً يظهر حاداً ووحيداً في اسبيكتروسكوب عادى قد يعطى في مقياس التداخل لفابرى - بيروت نظاماً حلقيّة مكونة من مجموعتين أو أكثر من الهدب . ويمكننا أن نذكر كأمثلة لذلك تلك الخطوط ذات العلامة X في طيف اللاتانوم ( شكل ١٤ - ٩ ) . كذلك هناك بعض الخطوط كالخط ذى العلامة C التى تصبح أعرض ولكنها لا تتحلل إلى مركباتها . أما الخطوط ذات العلامة A فإنها تظهر حادة إلى درجة كبيرة أو صغيرة . هذه النظم الحلقية العديدة تنشأ من حقيقة أن الخط هو في الواقع مجموعة من الخطوط ذات الأطوال الموجية المتقاربة جداً بعضها من بعض والتي قد يختلف بعضها عن بعض بعدة أجزاء قليلة من مئات الأجزاء من الانجستروم . وإذا كانت d كبيرة بدرجة كافية سوف تنفصل هذه المركبات بحيث نحصل في كل رتبة m على طيف قصير متحلل بدرجة كبيرة جداً . في هذه الحالة تتكون أى هدبة معينة للطول الموجى  $\lambda_1$  عند زاوية  $\theta_1$  تحقق العلاقة :

$$2d \cos \theta_1 = m\lambda_1 \quad (١٤ - ٢٤)$$

وعندئذ تتكون الهدبة الأبعد التالية لنفس هذا الطول الموجى عند زاوية  $\theta_2$  تحقق العلاقة :

$$2d \cos \theta_2 = (m - 1)\lambda_1 \quad (١٤ - ٢٥)$$

لنفرض الآن أن الخط  $\lambda_1$  له مركبة  $\lambda_2$  قريبة جداً من  $\lambda_1$  بحيث يمكننا كتابة  $\lambda_2 = \lambda_1 - \Delta\lambda$  لنفرض أيضاً أن قيمة  $\Delta\lambda$  كانت بحيث تقع هذه المركبة في الرتبة m على  $\lambda_1$  في الرتبة m-1 . إذن :

$$2d \cos \theta_2 = m(\lambda_1 - \Delta\lambda) \quad (١٤ - ٢٦)$$

بمساواة الطرف الأيمن للمعادلة ( ١٤ - ٢٥ ) بالطرف الأيمن للمعادلة ( ١٤ - ٢٦ ) نحصل على :

$$\lambda_1 = m \Delta\lambda$$

بالتعويض عن قيمة m من المعادلة ( ١٤ - ٢٤ ) والحل بالنسبة إلى  $\Delta\lambda$  نجد أن

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1^2}{2d \cos \theta_1} \approx \frac{\lambda_1^2}{2d} \quad (١٤ - ٢٧)$$

إذا كانت  $\theta$  صفراً تقريباً . الفتحة  $\Delta\lambda$  ، وتسمى المدى الطيفي ، تعرف بأنها التعرّف في الطول الموجى لازم لازاحة النظام الحلقى مسافة تساوى المسافة بين رتبتين متتاليتين :

ونحن نرى من المعادلة السابقة أنه مقدار ثابت ولا يعتمد على  $m$  ، فإذا كانت  $\lambda, d$  معلومتين يمكننا إيجاد فرق الطول الموجي للخطين المركبين الواقعين في هذا المدى الصغير\*.

معادلة المسافة الفاصلة بين الرتب يمكن أن تصبح أبسط كثيرا إذا ماكتناها بدلالة التردد . وحيث إن ترددات الموجات الضوئية أعداد كبيرة جدا ، يستخدم المتخصصون في الدراسات الطيفية عادة كمية مكافئة تسمى العدد الموجي . هذا هو عدد الموجات في مسير طوله سنتيمتر واحد في الفراغ ، وهو يتغير بالتقريب من  $15,000 \text{ cm}^{-1}$  إلى  $25,000 \text{ cm}^{-1}$  في المدى الممتد من الضوء الأحمر إلى البنفسجي . فإذا رمزنا للعدد الموجي بالرمز  $\sigma$  ، إذن :

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{k}{2\pi}$$

لإيجاد فرق العدد الموجي  $\Delta\sigma$  المناظر لفرق الطول الموجي  $\Delta\lambda$  في المعادلة ( ١٤ - ٢٧ ) يمكننا تفاضل المعادلة السابقة لنحصل على :

$$\Delta\sigma = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$$

وبالتعويض في المعادلة ( ١٤ - ٢٧ ) نجد أن :

$$\Delta\sigma = -\frac{1}{2d} \quad (١٤ - ٢٨)$$

وعليه ، إذا عبرنا عن  $d$  بالسنتيمترات فإن  $1/2d$  سوف يعطينا فرق العدد الموجي ، ومن الواضح أنه لا يعتمد على الرتبة ( بإهمال تغير  $\theta$  ) أو الطول الموجي على السواء .

تعتبر دراسة عرض وشكل الخطوط الطيفية المنفردة ، حتى وإن لم يكن لها تركيب فوق دقيق ، دراسة هامة لأنها يمكن أن تعطينا معلومات عن ظروف درجة الحرارة والضغط .. إلخ في المصدر الضوئي . فإذا كان لمقياس التداخل قدرة تحليل عالية فإن كنتور الهدب سوف يناظر إلى حد بعيد كنتور الخط نفسه . ويمكن تعيين العرض الصغير للخط والمميز لهذا الجهاز من قياسات تجرى باستخدام ايتالون ذى قطعة فاصلة صغيرة جدا مع إدخال التصحيحات الضرورية .

إن ضبط مقياس التداخل لفابري - بيروت تكمن في الوصول إلى توازي دقيق للسطحين المفضضين . هذه العملية تتم عادة باستخدام المسامير الملولبة والزنبركات التي تضغط الألواح على الحلقات الفاصلة الموضحة في الشكل ١٤ - ١٦ . والقطعة الفاصلة تتكون من حلقة من النحاس الأصفر A ذات ثلاث دبابيس من الكوايزتز أو الإنفار .

لضغط توازي اللوحين يوضح مصدر ضوئي كالقوس الزئبقى وشريحة من الزجاج المصفر G على أحد جانبي الإيتالون ثم ينظر إليه من E على الجانب الآخر كما هو موضح . فإذا كانت العين مكيفة على الرؤية البعيدة فإنها سوف ترى نظاما هديبا مكون من حلقات دائرية تقع صورة إنسان العين في مركزها . بتحريك العين إلى أعلى وإلى أسفل أو من جانب إلى آخر سوف يتحرك أيضا مع صورة العين . فإذا كانت الحلقات تزداد في الحجم عند الحركة إلى أعلى فإن اللوحين يكونان أكثر تباعدا في الجزء العلوى وأقل تباعدا في الجزء السفلى . يربط المسار الملولب العلوى سوف يدفع الدبوس المناظر إلى أن يتم الحصول على التغير المطلوب في الاصطفاف . وعندما يكون اللوحان متوازيين تماما سوف تحتفظ الحلقات بنفس حجمها بالرغم من حركة العين من نقطة إلى أخرى في مجال النظر .

قد يكون من المناسب في بعض الأحيان وضع الإيتالون أمام شق اسبكتروجراف بدلا من وصعة أمام المنشور . في مثل هذه الحالات ليس من الضروري أن يكون الضوء الساقط على الإيتالون متوازيا . ومع ذلك يجب أن توضع عدسة بعد الإيتالون بشرط أن يقع الشق في مستواها البؤري دائما . هذه العدسة تختار الأشعة المتوازية من الإيتالون وتركز هدب التداخل تركيزا بؤريا على الشق . وفي الواقع تستخدم كلتا هاتين الطريقتين عمليا .

#### ١٤ - ١٥ اسبكتروسكوبات تداخل أخرى

عندما يكون الضوء وحيد اللون ، أو قريبا من ذلك ، ليس من الضروري أن تكون المادة الموجودة بين السطحين العاكسين هواء . في هذه الحالة يستطيع لوح زجاجي واحد ذو سطحين مستويين ومتوازيين تماما أن يقوم بوظيفة إيتالون فابري - بيروت . كذلك فإن استخدام لوحين من هذا النوع النسبة بين سمكيهما عددا صحيحا سوف يؤدي إلى مع ظهور العديد من النهايات العظمى الناتجة من اللوح الأكبر سمكا لأن أي شعاع مار خلال النظام بزاوية معينة يجب أن يحقق العلاقة ( ١٤ - ١٦ ) للوحين في نفس الوقت . هذا الجهاز ، ويعرف بأسم مقياس التداخل المركب ، يعطى قدرة تحليل اللوح الأكبر سمكا والمدى الحر للأطوال الموجية ، المعادلة ( ١٤ - ٢٧ ) للوح الأصغر سمكا .

عندما تختلف  $\theta$  كثيرا عن  $0^\circ$  تصبح المسافة الفاصلة بين الهدب متساوية الميل

صغيرة للغاية ؛ ومع ذلك فهي تفتح مرة أخرى قرب السقوط المماسي . هذه هي الفكرة الأساسية في لوح ليومر - جيركي الذي يستعمل النهايات العظمى القنبية الأولى بالقرب من  $0 = 90^\circ$  . ولكي تزداد كمية الضوء التي تدخل اللوح إلى القدر المناسب يجب أن يدخل الضوء بواسطة منشور انعكاس كلي ملصق على أحد جانبي اللوح . عندئذ يعان الضوء انعكاسات كلية متعددة قريباً جداً من الزاوية الخارجة ، ثم تجمع الأشعة الخارجة بزاوية مماسية سوية لكي تتداخل بواسطة عدسة . ومن ثم يمكننا باستخدام سطحين غير عاكسين أن نحصل على قدرة تحليل ومعامل انعكاس عالين .

نظراً لمرونة مقياس التداخل لفابري - بيروت في أغراض البحث العلمي حل هذا الجهات إلى درجة كبيرة محل الأجهزة ذات المسافة الثابتة بين السطحين العاكسين ؛ ومع ذلك فإن هذه الأجهزة قد تكون أكثر قيمة لأغراض خاصة\* .

#### ١٤ - ١٦ الأطياف القنوية - المرشح التداخلي

في مناقشتنا لمقياس التداخل لفابري - بيروت كان اهتمامنا الأساسي موجهاً إلى اعتماد الشدة على المسافة الفاصلة بين اللوحين وعلى الزاوية لطول موجي واحد ، أو ربما طولين موجيين أو أكثر متواجدة معاً . وإذا وضع الجهاز في مسار حزمة متوازية من الضوء الأبيض فإن التداخل سوف يحدث أيضاً لجميع المركبات وحيدة اللون في هذا الضوء ، ولكن التداخل لن يظهر إلا بعد تحليل الحزمة النافذة باستعمال اسبيكتروسكوب مساعد . عندئذ سنشاهد سلسلة من الهدب الساطعة ينتج كل منها من طول موجي يختلف قليلاً عن التالي . وطبقاً للمعادلة ( ١٤ - ١٦ ) ، تحدث النهايات العظمى عند الأطوال الموجية المعطاة بالعلاقة :

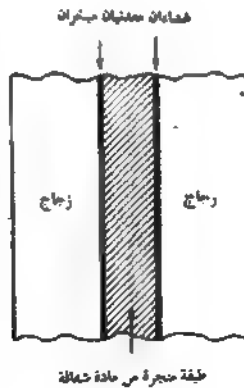
$$\lambda = \frac{2d \cos \theta}{m} \quad (14 - 29)$$

حيث  $m$  أي عدد صحيح . فإذا كانت المسافة  $d$  في حدود المليمترات قليلة ، فسوف يتكون عدد كبير جداً من الهدب الضيقة ( أكثر من 15,000 هدب على امتداد الطيف المرئي عندما تكون  $d = 5\text{mm}$  ) . ولذلك يتطلب فصلها قدرة تحليل عالية جداً . هذه الهدب تعرف بأسم الطيف القنوي أو شرائط إدسر - بوتلر ، وقد استخدمت ، على سبيل المثال في معايرة اسبيكتروسكوبات المدى الطيفي دون الأحمر وفي القياسات الدقيقة للأطوال الموجية لخطوط الامتصاص في الطيف الشمسي .

\* انظر الوصف التفصيلي لهذه الأجهزة ولأجهزة أخرى متشابهة في A. C. Candler, "Modern Interferometers," Hilger and Watts, London, 1951

يعتمد أحد تطبيقات هذه المذهب ، وهو تطبيق ذو أهمية عملية كبيرة ، على حقيقة أن المسافة  $d$  هـا صغيرة للغاية ، ولذلك تتكون نهاية عظمى واحدة أو اثنتين في المدى سرى للأطوال الموجية بأكمله . فإذا كان الضوء الساقط أبيضاً ، عندئذ سوف ينعكس شريطاً أو اثنين فقط للطول الموجي ، أما الضوء الباقى فإنه سوف ينعكس . وهكذا فإن رجحاً من الأغشية المعدنية شبه الشفافة يمكن أن يعمل كمرشح يمرر ضوء وحيد اللون تقريباً . فى هذه الحالة سوف تكون متحنيات شدة الضوء النافذ مقابل الطول الموجى شبيهة بما هو موضح فى الشكل ١٤ - ٩ لأن فرق الطور  $\delta$  يتناسب عكسياً مع الطول الموجى عند قيمة معينة ثابتة للمسافة  $d$  ، طبقاً للمعادلة ( ٢٤ - ٩ ) .

لكى تكون النهايات العظمى منفصلة أنفصالاً كبيراً يجب أن تكون الرتبة  $m$  عدداً صغيراً . هذا يمكن أن يتحقق فقط بوضع السطحين العاكسين متقاربين جداً أحدهما من الآخر . وإذا أردنا أن تظهر النهاية العظمى فى الرتبة  $m=2$  عند طول موجى معين  $\lambda$  يجب أن يتباعد الغشاءان المعدنيان أحدهما من الآخر بمسافة قدرها  $\lambda$  . عندئذ سوف تظهر النهاية العظمى فى الرتبة  $m=1$  عند طول موجى قدره  $2\lambda$  . ومع ذلك يمكن الوصول إلى هذه المسافات الفاصلة الدقيقة باستخدام طرق التبخير الحديثة فى الفراغ . هذا يتم كالتالى . يبخر غشاء معدنى شبه شفاف أولاً على لوح من الزجاج . بعد ذلك تبخر طبقة رقيقة من مادة عازلة مثل الكبروليت ( $2\text{NaF} \cdot \text{AlF}_3$ ) على هذا الغشاء ثم تغطى الطبقة العازلة بدورها بغشاء معدنى آخر شبه بالأول . وأخيراً يوضع لوح زجاجى آخر شبه بالأول . وأخيراً يوضع لوح زجاجى آخر فوق الأغشية السابق تبخيرها لحمايتها



شكل ١٤ ٢٠ : مقطع مستعرض فى المرشح التداخلى .

ميكانيكياً . عندئذ سوف يبدو المقطع المستعرض للمرشح كما هو موضح في الشكل ١٤ - ٢٠ مع ملاحظة أن سمك الأغشية مبالغ قيمة كثيراً بالنسبة لسمك اللوحين . الزجاجيين . وحيث إن فرق المسير يوجد الآن في وسط عازل معامل إنكساره  $n$  إذن تعطى الأطوال الموجية ذات أقصى نفاذ في حالة السقوط العمودي بالعلاقة :

$$\lambda = \frac{2nd}{m} \quad ( ١٤ - ٣٠ )$$

وإذا وجدت نهايتان عظيمتان في الطيف المرئي يمكن التخلص من إحدهما بسهولة بصناعة اللوح المغطى الحافظ من زجاج ملون . والآن تصنع مرشحات تداخلية عالية الجودة يمكنها إمرار شريط من الأطوال الموجية عرضه ( عند منتصف الإنفاذ )  $15\text{\AA}$  فقط مع وقوع النهاية العظمى عند الطول الموجي المطلوب ؛ ويمكن أن يصل الإنفاذ عند النهاية العظمى إلى 45% وهي قيمة كبيرة حقاً . هذا ويلاحظ أنه ن الصعوبة يمكن أن نحصل على مجموعة من المرشحات الزجاجية أو الجيلاتينية يمكنها تحقيق هذا الغرض علاوة على ذلك ، حيث أن المرشح التداخلى يعكس الأطوال الموجية غير المرغوبة ولا يمتصها ، إذن لن تنشأ أى مشاكل متعلقة بفرط تسخين المرشح .

## مسائل

١٤ - ١ غشاء شفاف سمكه  $0.003250 \text{ cm}$  ومعامل إنكساره  $1.4000$  . أوجد (أ) رتبة التداخل  $m$  عند  $\theta = 0^\circ$  (ب) الزاوية الأربع الأولى التي يكون عندها ضوء أحمر طوله الموجي  $6500 \text{\AA}$  هدباً ساطعة .

الجواب : (أ)  $m = 100$  (ب)  $15.20^\circ, 12.84^\circ, 9.94^\circ, 5.73^\circ$

١٤ - ٢ غشاء رقيق سمكه  $0.04650 \text{ cm}$  ومعامل إنكساره  $1.5230$  . أوجد الزاوية  $\theta$  التي تُشاهد عندها الهدبة المظلمة  $122.5$  إذا استخدم ضوء وحيد اللون طوله الموجي  $6560 \text{\AA}$  منبعث من مصدر مُمتد .

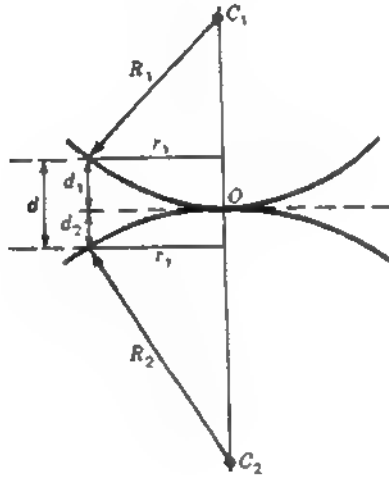
١٤ - ٣ في تجربة لدراسة حلقات نيوتن المتكونه بضوء الصوديوم الأصفر وحد أن قطري الحلقتين الساطعتين الخامسة والخامسة عشرة هما  $2.303 \text{ mm}$ ،  $4.134 \text{ mm}$  على الترتيب . أحسب نصف قطر إنحناء السطح الزجاجي المنحذب .

١٤ - ٤ ثلاث أسطح كروية محدبة أنصاف أقطارها  $400.0 \text{ cm}$ ،  $300.0 \text{ cm}$ ،  $200.0 \text{ cm}$  على الترتيب . وضعت هذه الأسطح متلامسة في أزواج وإستخدم مصدر مُمتد للضوء

الأحمر ذو الطول  $6500 \text{ \AA}$  . أوجد (أ) فرق المسير  $d$  ، (ب) أنصاف أقطار  $r$  الحلقة الساطعة العشرين لكل من المجموعات الثلاث . أنظر الشكل م ١٤ - ٤ .

الحواب : (أ)  $d = 6.338 \times 10^{-3} \text{ mm}$  (ب)  $r_1 = 3.900 \text{ mm}$ ,  $r_2 = 4.111 \text{ mm}$ ,  $r_3 = 4.661 \text{ mm}$

١٤ - ٥ ثلاث أسطح زجاجية كروية أنصاف أقطارها مجهولة وضعت متلامسة في أزواج وإستخدم كل زوج لتكوين حلقات نيوتن . وقد كانت أقطار الهدبة الساطعة الخامسة والعشرين للمجموعات الثلاث الممكنة  $10.2680 \text{ mm}$ ,  $9.444 \text{ mm}$ ,  $8.696 \text{ mm}$  على الترتيب . أوجد (أ) فرق المسير ، (ب) أنصاف أقطار الأسطح الزجاجية الثلاث . إفتراض استخدام غط الزيتق الأخضر ذي الطول الموجي  $5461 \text{ \AA}$  . أنظر الشكل م ١٤ - ٤ .



١٤ - ٦ عدسة زجاجية معامل إنكسارها  $1.5630$  يراد أن يكون كلا سطحيهما غير عاكسين . (أ) ما قيمة معامل إنكسار مادة الغشاء المغطى اللازم لذلك ، (ب) ما هو سمك الغشاء المغطى لكي يكون معامل انعكاس سطحي العدسة  $0\%$  بالنسبة للضوء الأخضر ذي الطول الموجي  $5500 \text{ \AA}$  .

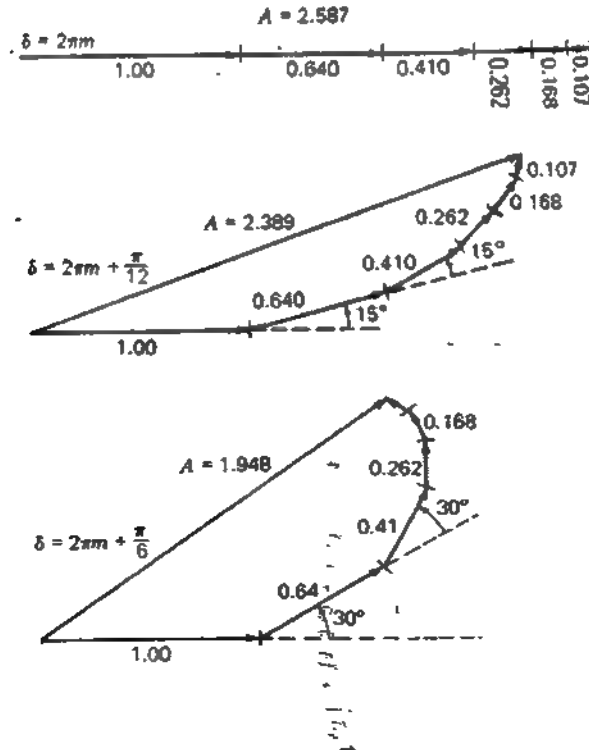
١٤ - ٧ بإستخدام رسم التجهيزات أوجد السعة المحصلة والشدة المحصلة في غط التداخل الناتج بإستخدام مقياس التداخل لفابري - بيروت إذا كانت قيمة معامل الانعكاس  $80\%$  عندما يكون فرق الطور بين شعاعين متاليين (أ)  $0^\circ$  ، (ب)  $15.0^\circ$  ، (ج)  $30.0^\circ$  ( أنظر الشكلين ١٤ - ٤ و ١٤ - ١٥ ) . إستخدم

في

الأشعة النافذة الست الأولى فقط . أعتبر أن سعة الشعاع النافذ الأول تساوي الواحد . أرسم رسماً تخطيطياً لذلك .

٨ - ١٤ معامل انعكاس لوحى مقياس التداخل لفابري - بيروت بالنسبة للسعة هو  $\tau = 0.90$  . أحسب (أ) أقل قدرة تحليل ، (ب) المسافة الفاصلة بين اللوحين عندما يراد تحليل الخط في طيف الأندروجين إلى مركبته التي تبعد إحدهما عن الأخرى مسافة تساوي  $0.1360 \text{ A}^\circ$  .

٩ - ١٤ استخدمت طريقة تطابق حلقات فابري - بيروت لمقارنة طولين موجيين إحدهما  $5460.740 \text{ A}^\circ$  والآخر أقصر من ذلك قليلاً . إذا حدث التطابق عندما كان إنفصال اللوحين  $3.002 \text{ mm}$ ,  $1.827 \text{ mm}$ ,  $0.652 \text{ mm}$  ، أوجد (أ) فرق الطول الموجي ، (ب) قيمة الطول الموجي



- ١٤ - ١٠ التقطت صورة فوتوغرافية لثبط فابري - بيروت المتكون باستخدام ضوء طوله الموجي  $5460.740 \text{ \AA}$  عندما كانت المسافة الفاصلة بين اللوحين  $6.280 \text{ mm}$  . إذا كان البعد البؤري للعدسة المستخدمة  $120.0 \text{ cm}$  ، أوجد (أ) رتبة تداخل البقعة المركزية ، (ب) رتبة الحلقة السادسة خارج المركز . (ج) ما هو فرق الطول الموجي بين الرتبتين ؟ (د) ما قيمة القطر الخطي للحلقة السادسة ؟
- الجواب : (أ)  $23000.5$  (ب)  $22994.5$  (ج)  $0.237418 \text{ \AA}$  (د)  $5.5029 \text{ cm}$



## الفصل الخامس عشر

### حيود فراونهوفر بواسطة فتحة أحادية

عندما تمر حزمة ضوئية خلال شق ضيق فإنها تنتشر إلى حد ما في منطقة الظل الهندسي . هذه الظاهرة التي أشرنا إليها ووضحناها في بداية الفصل الثالث عشر ، شكل ١٣ - ٢ ، هي واحدة من أبسط أمثلة الحيود ، أى فشل الضوء في أن يسير في خطوط مستقيمة - ولا يمكن تفسير هذه الظاهرة بطريقة مرضية إلا بفرض أن للضوء صفة موجية ، وسوف ندرس في هذا الفصل وبطريقة كمية غمط التداخل ، أو توزيع شدة الضوء خلف الفتحة ، باستخدام مبادئ الحركة الموجية السابق مناقشتها .

#### ١٥ - ١ حيود فرنيل وحيود فراونهوفر

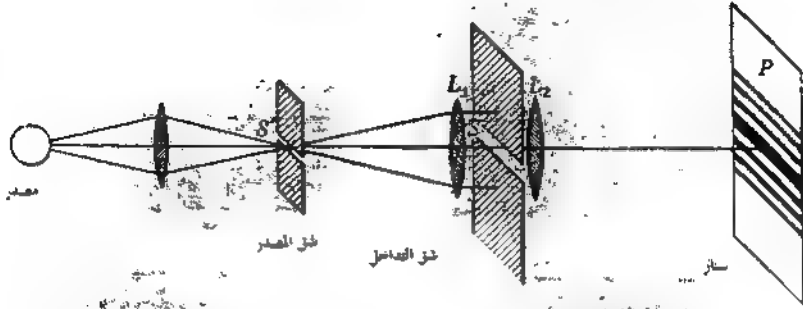
من المناسب تقسيم ظواهر الحيود إلى قسمين رئيسيين : (١) الظواهر التي تنشأ عندما يكون المصدر الضوئي والستار الذي يتكون عليه غمط التداخل على بعد لا نهائياً عملياً من الفتحة التي تسبب الحيود ، (٢) الظواهر التي تنشأ عندما يكون المصدر أو الستار أو كلاهما على بعد محدود من الفتحة . الظواهر التي تنتمي إلى القسم (١) نسمى ، لأسباب تاريخية حيود فراونهوفر ، أما تلك الظواهر التابعة للقسم (٢) فتسمى حيود فرنيل . النوع الأول وهو حيود فراونهوفر يمتاز بأن معالجته النظرية سهلة للغاية ، ويمكن مشاهدته عملياً بسهولة بتحويل الضوء المنبعث من مصدر ما إلى حزمة متوازية باستخدام عدسة ثم تركيزها بؤرياً على ستار باستعمال عدسة أخرى خلف الفتحة ؛ هذه الترتيبة تؤدي في واقع الأمر إلى ما يكافئ نقل المصدر والستار إلى ما لا نهاية . من ناحية أخرى فإن مشاهدة حيود فرنيل لا تحتاج إلى عدسات ، ولكن الجبهات الموحية في هذه الحالة تكون متفرقة وليست مستوية ، لهذا فإن معالجتها رياضياً تكون بالتالي أكثر تعقيداً . في هذا الفصل سوف نتناول بالدراسة حيود فراونهوفر فقط ، أما حيود فرنيل فإننا نرجعه إلى الفصل الثامن عشر .

## ١٥-٢ الحيود بواسطة شق أحادي

الشق هو فتحة طولها كبير بالنسبة إلى عرضها . أعتبر الشق  $S$  وقد وضع كما هو مبين في الشكل ١٥ - ١ بحيث كان بعده الكبير عمودياً على مستوى الصفحة وإفترض أنه مضاء محزمة ضوئية متوازية وحيدة اللون منبعثة من الشق الضيق الذي يقع في الثرة الأساسية للعدسة  $L_1$  . إذا وضعت عدسة أخرى  $L_2$  خلف الشق  $S$  فإنها سوف تركز الضوء تركيزاً بؤرياً على ستار أو لوح فوتوغرافي  $P$  في بؤرتها الأساسية ، وبذلك يتكون نمط حيود كالموضح في الشكل . ويمثل الشكل ١٥ - ٢ (ب) و (ج) صورتين فعليتين لمثل هذا النمط تم التقاطهما باستخدام أزمنة تعريض مختلفة واستعمال ضوء بنفسجي طوله الموجي  $4358 \text{ \AA}$  حيث كانت المسافة  $S'L_1$  تساوي  $25.0 \text{ cm}$  أما المسافة  $L_2P$  فكانت تساوي  $100 \text{ cm}$  . علاوة على ذلك كان إتساع الشقين  $S$  و  $S'$  هما  $0.090 \text{ mm}$  و  $0.01 \text{ mm}$  على الترتيب . وقد وجد عملياً أنه عندما يكون إتساع  $S'$  أكبر من حوالي  $0.3 \text{ mm}$  فإن تفاصيل نمط الحيود تبدأ في الاختفاء . وفي هذه التجربة كان نصف إتساع النهاية العظمى المركزية  $d$  يساوي  $4.84$  ومن الضروري أن يلاحظ أن إتساع النهاية العظمى المركزية يساوي ضعف إتساع النهايات العظمى الجانبية الأقل شدة أما الدليل على أن هذه الظاهرة تندرج تحت عنوان التداخل الذي سبق لنا تعريفه فإنه يتضح ببساطة عندما نلاحظ أن عرض الشريط المرسوم في الشكل ١٥ - ٢ (أ) يساوي عرض الصورة الهندسية للشق ، أو عملياً عرض الصورة التي يمكن الحصول عليها بمحذف الشق الثاني واستخدام فتحة العدسة بأكملها . هذا النمط يمكن الحصول عليه بسهولة برسم خط شفاف واحد على لوح فوتوغرافي ووضعه أمام العين كما شرحنا سابقاً في القسم ١٣ - ٢ ، شكل ١٣ - ٥ .

من الممكن تفسير نمط حيود الشق الأحادي على أساس تداخل موجات هايجنز الثانوية التي يمكننا اعتبارها من كل نقطة على الجبهة الموجية في لحظة وجودها في مستوى الشق . وكتقريب أول يمكننا إعتبار أن هذه الموجات عبارة عن موجات كروية منتظمة يتوقف إنعائها بشكل فجائي عند حواف الشق . وبالرغم من أن النتائج التي نحصل عليها بهذه الطريقة تعطي تفسيراً دقيقاً إلى حد كبير للظواهر المشاهدة فإنها تحتاج إلى تعديلات معينة في ضوء النظرية الأكثر صرامة .

يمثل الشكل ١٥ - ٣ مقطع شق إتساعه  $b$  يسقط عليه ضوء متوازي من الجانب لأيسر . لمرض أن  $ds$  عنصر من عرض الجبهة الموجية في مستوى الشق وأنه يبعد مسافة



شكل ١٥ - ١ : الجهاز المستخدم للحصول على عظم حيود شق أحادى : حيود فراونهورف .

قدرها  $s$  عن المركز الذى سوف تسمية نقطة الأصل . عندئذ سوف تتجمع أجزاء كل موجة ثانوية تسير فى الاتجاه العمودى على مستوى الشق فى النقطة  $P_0$  ، بينما تصل الأجزاء الأخرى التى تسير بأى زاوية أخرى  $\theta$  إلى النقطة  $P$  . فإذا ركزنا اهتمامنا على الموجة الأولى المبعثة من العنصر  $ds$  الموجود فى نقطة الأصل فإن سعتها سوف تتناسب طردياً مع طول  $ds$  وعكسياً مع المسافة  $x$  . ومن ثم فإن هذه الموجة سوف تنتج إزاحة متناهية فى الصغر فى النقطة  $P$  وفى حالة الموحات الكهرومغناطيسية يمكن التعبير عن هذه الإزاحة كالتالى :

$$dy_0 = \frac{a ds}{x} \sin (\omega t - kx)$$

بتغير موضع  $ds$  سوف تتغير الإزاحة فى الطور بسبب اختلاف طول المسار إلى النقطة  $P$  . وعندما يوجد هذا العنصر على بعد  $s$  تحت نقطة الأصل ، عندئذ سوف يكون كالتالى :

$$dy_s = \frac{a ds}{x} \sin [\omega t - k(x + \Delta)]$$

$$= \frac{a ds}{x} \sin (\omega t - kx - ks \sin \theta)$$

( ١ - ١٥ )

نريد الآن جمع تأثيرات جميع العناصر ابتداءً من إحدى حافتي الشق إلى حافته الأخرى . هذا يمكن تحقيقه بتكامل المعادلة ( ١ - ١٥ ) من  $s = -b/2$  إلى  $s = b/2$  وأسط



شكل ١٥ - ٢ : صور فوتوغرافية لمخط تداخل الشق الأحادي .

طريقة\* لذلك هي بأن تكامل الاسهامات الناتجة من أزواج العناصر ذات المواضع المتماثلة  $s, -s$  ، وعندئذ يكون كل إسهم كالتالى :

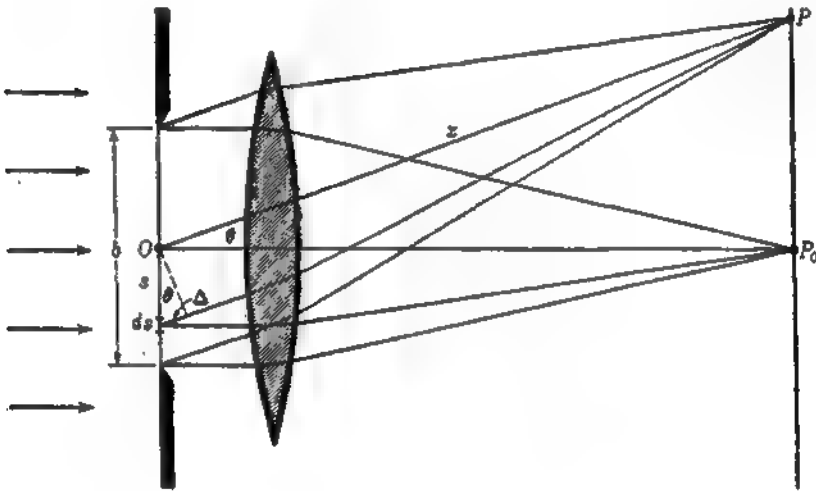
$$\begin{aligned}
 dy &= dy_{-s} + dy_s \\
 &= \frac{a \, ds}{x} [\sin(\omega t - kx - ks \sin \theta) + \sin(\omega t - kx + ks \sin \theta)] \\
 \text{من المتطابقة, } \sin \alpha + \sin \beta &= 2 \cos \frac{1}{2}(\alpha - \beta) \sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta), \text{ نجد أن :}
 \end{aligned}$$

$$dy = \frac{a \, ds}{x} [2 \cos(ks \sin \theta) \sin(\omega t - kx)]$$

وهي التى يجب تكاملها من  $s = 0$  إلى  $s = b/2$  . فى هذه العملية يجب إعتبار  $x$  ثابتة لأنها تؤثر على الأزاحة . إذن :

\* طريقة السعات المركبة ( القسم ١٤ - ٨ ) تبدأ بالتكامل  $\int_{-b/2}^{b/2} (a \, ds/x) \exp(iks \sin \theta) ds$  ونعطيا السعة الحقيقية بعد ضرب النتيجة فى مراقفها المركب . هذه الطريقة لاتؤدى إلى أى تبسيط هنا

$$\begin{aligned}
 y &= \frac{2a}{x} \sin(\omega t - kx) \int_0^{b/2} \cos(ks \sin \theta) ds \\
 &= \frac{2a}{x} \left[ \frac{\sin(ks \sin \theta)}{k \sin \theta} \right]_0^{b/2} \sin(\omega t - kx) \\
 (٢ - ١٥) \quad &= \frac{ab \sin(\frac{1}{2}kb \sin \theta)}{x \frac{1}{2}kb \sin \theta} \sin(\omega t - kx)
 \end{aligned}$$



شكل ١٥ ٣ . الرسم التخطيطي المستخدم لدراسة توزيع الشدة في عط حيود الشق الأحادي .

وعليه فإن الإهتزاز المحصل هو حركة توافقية بسيطة تتغير سعتها مع موضع P لأن الأخير يتغير بقيمة  $\theta$  . وهكذا يمكننا تمثيل سعتها كما يلي :

$$(٣ - ١٥) \quad A = A_0 \frac{\sin \beta}{\beta}$$

حيث  $A_0 = ab/x$  و  $\beta = \frac{1}{2}kb \sin \theta = (\pi b \sin \theta)/\lambda$  الكمية  $\beta$  متغير مناسب وهي تمثل نصف فرق الطور بين الإسهامين الناتجين من حافتى الشق . وعلى ذلك فإن الشدة على

$$(٤ - ١٥) \quad I \approx A^2 = A_0^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

وإذا لم يكن الضوء ساقطاً على الشق في اتجاه عمودى على مستواه ، بل كان يصع راوية

ما ، فإن قليلاً من الدراسة سوف يبين أن من الضروري فقط ابدال التعبير السابق للمقدار  $\beta$  بالتعبير العام التالي :

$$\beta = \frac{\pi b(\sin i + \sin \theta)}{\lambda} \quad (10 - 5)$$

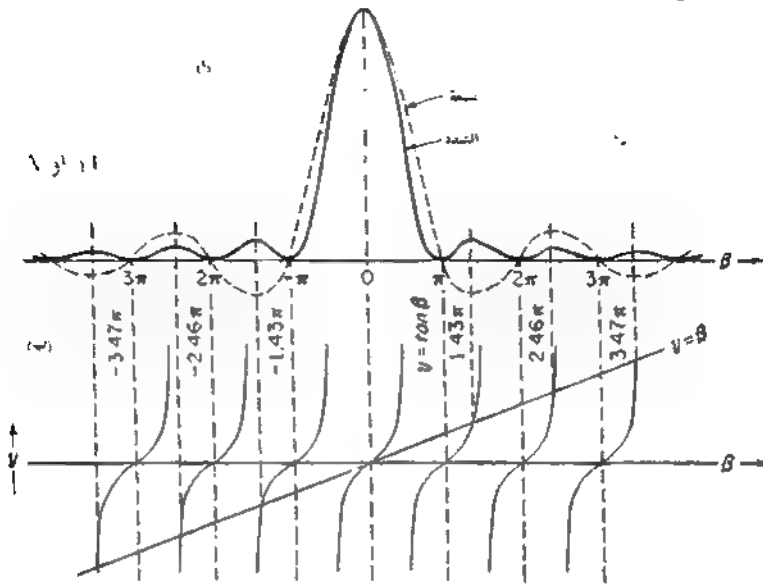
### ١٥ - ٣ دراسة إضافية لنمط حيود الشق الأحادي

في القسم السابق رأينا أن السعة تعطى بالمعادلة (١٥ - ٣) وأن الشدة توصف بالمعادلة (١٥ - ٤) . عند تمثيل هاتين المعادلتين بيانياً مع وضع الثابت  $A_0$  مساوياً للوحدة في كلتا الحالتين سوف نحصل على المنحنيين الموضحين في الشكل ١٥ - ٤ (أ) ؛ وسوف نرى عدئذ أن شكل منحنى الشدة يحقق النتيجة العملية الموضحة في الشكل ١٥ - ٢ . ذلك أن الشدة القصوى للشريط المركزي القوى تتواجد في النقطة  $P_0$  بالشكل ١٥ - ٣ حيث تصل جميع الموجبات الثانوية إلى هذه النقطة ، متطابقة لأن فرق المسير يكون  $\Delta = 0$  من الواضح أن  $\beta = 0$  عند هذه النقطة وبالرغم من أن قيمة  $(\sin \beta)/\beta$  تكون وسطية عند  $\beta = 0$  ويجب أن نذكر أن  $\sin \beta$  يقترب من  $\beta$  عند الزوايا الصغيرة ويساويها تماماً عندما تصبح  $\beta$  صفراً فإن  $(\sin \beta)/\beta = 1$  عند  $\beta = 0$  . الآن أصبح مفهوم الثابت  $A_0$  واضحاً حيث إن  $A = A_0$  عند  $\beta = 0$  فإن هذا الثابت يمثل السعة عندما تصل جميع الموجبات متطابقة . وعليه فإن  $A_0^2$  هي إذن قيمة الشدة القصوى ، وهي توحد في مركز النمط . بإبتعادنا عن هذه النهاية العظمى الرئيسية تقل الشدة تدريجياً إلى أن تصل إلى الصفر عند  $\beta = \pm \pi$  ثم بعدة نهايات عظمى ثانوية تفصلها نقاط صفرية الشدة على أبعاد متساوية بعضها من بعض عند  $\beta = \pm \pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$  أو  $\beta = m\pi$  عموماً ومع ذلك يجب أن يلاحظ أن النهايات العظمى الثانوية لا تقع في منتصف المسافة بين هذه النقاط تماماً ، ولكنها مزاحة نحو مركز النمط بمقدار يقل مع زيادة  $m$  . ويمكن إيجاد القيم المضبوطة للمقدار  $\beta$  المناظرة لهذه النهايات العظمى بتفاضل المعادلة (١٥ - ٣) بالنسبة إلى  $\beta$  ومساواة نتيجة التفاضل بالصفر . هذا يعطى الشرط التالي :

$$\tan \beta = \beta$$

ويمكنا إيجاد قيم  $\beta$  التي تحقق هذه العلاقة بسهولة من تقاطعات المنحنى  $y = \tan \beta$  بالخط المستقيم  $y = \beta$  ؛ ويوضح الشكل ١٥ - ٤ (ب) إن نقاط التقاطع هذه تقع تحت لنهايت العظمى المناظرة مباشرة .

من الممكن حساب قيمة الشدة في مواضع النهايات العظمى الثانوية بتقريب جيد



شكل ١٥ - ٤ . كتورا السعة والشدة في حالة حيود فراونوفر الناتج من شق أحادي ، لاحظ مواضع النهايات العظمى والصغرى .

جداً وذلك بإيجاد قيم  $(\sin^2 \beta)/\beta^2$  في منتصف المسافة بين موضعى شدتين (لا صفريتين) ، أى عند  $\beta = 3\pi/2, 5\pi/2, 7\pi/2, \dots$  هذا يعطى قيما للشدة في مواضع النهايات العظمى الثانوية قدرها  $4/9\pi^2, 4/25\pi^2, 4/49\pi^2, \dots$  أو  $1/22.2, 1/61.7, 1/121, \dots$  من قيمة الشدة في موضع النهاية العظمى الرئيسية . هذا يعنى أن شدة النهاية العظمى الثانوية تمثل 4.72% فقط من شدة النهاية العظمى الرئيسية ، بينما تمثل النهايتان العظمتان

حدود ١٥ - ١ . قيم الشدة في النهاية العظمى المركزية لحيود فراونوفر الناتج من شق أحادي

$\beta$ deg	rad	$\sin \beta$	$A^2$	$\beta$ deg	rad	$\sin \beta$	$A^2$
0	0	0	1	105	1.8326	0.9659	0.2778
15	0.2618	0.2588	0.9774	120	2.0944	0.8660	0.1710
30	0.5236	0.5000	0.9119	135	2.3562	0.7071	0.0901
45	0.7854	0.7071	0.8106	150	2.6180	0.5000	0.0365
60	1.0472	0.8660	0.6839	165	2.8798	0.2588	0.0081
75	1.3090	0.9659	0.5445	180	3.1416	0	0
90	1.5708	1.0000	0.4053	195	3.4034	0.2588	0.0058

الثانويثان الثانية والثالثة 1.65%، 0.83% منها فقط على الترتيب . ويوضح الجدول ١٥ -  
١ أدناه القيم المصنوعة للشدة على حترات قدرها 15" من موضع النهاية العظمى  
المركبة : هذه القيم مفيدة في رسم المنحنيات البائية للشدة .

يمكن الحصول على فكرة واضحة جداً عن منشأ نمط تداخل الشق الاحادى بالمعالجة  
السيطة التالية . أعتبر الضوء المنبعث من الشق في الشكل ١٥ - ٥ والواصل إلى النقطة  
 $P_1$  على الستار ؛ هذه النقطة تبعد عن الحافة العليا للشق مسافة أكبر بمقدار طول موجي  
واحد بالوسط من بعدها عن الحافة السفلى . عندئذ سوف تقطع الموجة الثانوية المنبعثة  
من نقطة قريبة من الحافة العليا مسافة أطول من المسافة التي تقطعها موجة ثانوية منبعثة  
من المركز بمقدار  $\lambda/2$  تقريباً ؛ ومن ثم فإن هاتين الموجتين تنتجان إهتزازات فرقتها  
الطوري  $\pi$  وبذلك تكون الأزاحة المحصلة في النقطة  $P_1$  صفراً . بالمثل سوف تلاشي  
الموجة المنبعثة من النقطة التالية تحت الحافة العليا تلك الموجة المنبعثة من النقطة التالية  
تحت المركز ، وهكذا يمكننا الإستمرار بهذا الأسلوب في تكوين أزواج النقط التي  
تلاشي بعضها بعضاً حتى يتم إحتواء جميع النقط في الجبهة الموجية ، ومن ثم فإن التأثير  
المحصل في النقطة  $P_1$  يكون صفراً . وعند النقطة  $P_3$  يكون فرق المسير  $2\lambda$  ، فإذا قسمنا  
الشق إلى أربع أقسام متساوية ثم كوناً أزواجاً من النقط بالطريقة السابقة فإن المحصلة  
تكون صفراً مرة أخرى لأن كل قسمين متتاليين يلاشي كل منهما الآخر . أما بالنسبة  
لنقطة  $P_2$  التي تمثل فرق مسير قدره  $3\lambda/2$  فيمكننا تقسيم الشق إلى ثلاث أقسام  
متساوية ، أثنان منها يلاشي كل منهما الآخر ويتبقى ثلث واحد منها ليعطى شدة معينة  
في هذه النقطة . وبالتبع فإن السعة المحصلة في النقطة  $P_2$  لا تساوي ثلث السعة في  
 $P_0$  ولو تقريباً لأن أطوار الموجات المنبعثة من الثلث الباقي ليست متساوية بأي حال من  
الأحوال .

الطريقة السابقة ، بالرغم من دلالتها ، لن تكون مضبوطة إذا كان الستار على بعد  
محدود من الشق . ذلك أن الخط المتقطع القصير قد رسم في الشكل ١٥ - ٥ لكي  
يقطع مسافات متساوية على الأشعة الواصلة إلى  $P_1$  . ومع ذلك فإننا نرى من الشكل أن  
فرق المسير بين الضوء الذي يصل إلى  $P_1$  من الحافة العليا والضوء الذي يصل إليها من  
المركز أكبر قليلاً من  $\lambda/2$  ، كما أن فرق المسير بين الشعاعين اللذين يصلان من المركز  
والحافة السفلى إلى نفس النقطة  $P$  أصغر قليلاً من  $\lambda/2$  . ومن ثم فإن الشدة المحصلة في  $P_1$   
و  $P_3$  لن تكون صفراً ، ولكنها سوف تزداد قريباً من الصفر كلما ازدادت المسافة بين

الشق والستار ، أو كلما ازداد الشق ضيقاً . هذا يناظر الانتقال من حيود فرنييل إلى حيود فراوهرفر . من الواضح أيضاً ، بناءً على الأبعاد النسبية الموضحة في الشكل ، أن الطل الهندسى للشق سوف يسبب زيادة إتساع النهاية العظمى المركزية بدرجة كبيرة كما هو مرسوم . وكما في تجربة يونج تماماً ( القسم ١٣ - ٣ ) ، عندما يكون الستار في ما لنهاية تصح العلاقات الهندسية أبسط كثيراً . عندئذ سوف تصح الزاويتان  $\theta_1$  و  $\theta_2$  في الشكل ١٥ - ٥ متساويتين تماماً ، أى أن الخطين المتقاطعين سوف يكونان متعامدين ، كذلك فإن  $\lambda = b \sin \theta_1$  للنهاية الصغرى الأولى التى تناظر  $\beta = \pi$  هذا يعطى :

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{b} \quad (١٥ - ٦)$$

عملياً تكون الزاوية  $\theta_1$  صغيرة جداً عادة ، وبذلك يمكننا وضع جيب هذه الزاوية مساوياً للزاوية ذاتها . إذن :

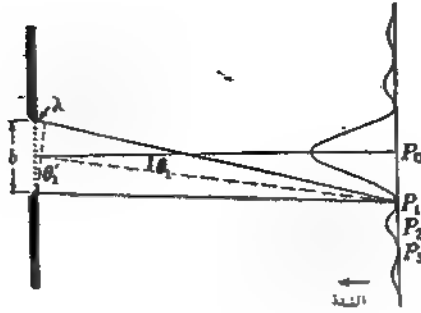
$$\theta_1 = \frac{\lambda}{b} \quad (١٥ - ٧)$$

هذه العلاقة تبين على الفور كيف تتغير أبعاد النمط  $\lambda$  و  $b$  وهكذا فإن الإتساع الطولى للنمط على الستار سوف يتناسب مع المسافة بين الشق والستار ، وهى البعد البؤرى ؛ للعدسة القريبة من الشق . ومن ثم فإن المسافة الطويلة  $d$  بين نهايتين عظيمتين متتاليتين ، والتى تناظر انفصالاً زاوياً قدره  $\lambda/b = \lambda/\theta_1$  تعطى بالعلاقة :

$$d = \frac{f\lambda}{b}$$

هذا يعنى أن إتساع النمط يتناسب طردياً مع الطول الموجى ، بحيث إن إتساعه في حالة الضوء الأحمر يساوى بالتقريب ضعف إتساعه في حالة الضوء البنفسجى عند ثبوت عرض الشق ... الخ . وإذا استخدم الضوء الأبيض فإن النهاية العظمى المركزية تكون بيضاء في المنتصف وضاربة إلى اللون الأحمر عند الحافة الخارجية مع تدرج اللون إلى القرمزى والألوان غير النقية الأخرى كلما إنجھنا إلى الخارج .

يتناسب الإتساع الزاوى للنمط ، عند ثبوت الطول الموجى ، عكسياً مع عرض الشق  $b$  ، بمعنى أن النمط ينكمش بسرعة كلما زاد فإذا كان عرض الشق  $S$  عند التقاط الصورة الفوتوغرافية الموضحة في الشكل ١٥ - ٢ هو  $9.0 \text{ mm}$  فإن النمط المرئى بأكمله ( خمس نهايات عظمى ) سوف يقع في إتساع قدره  $0.24 \text{ mm}$  على اللوح الأصيل بدلاً من  $2.4 \text{ cm}$  . هذه الحقيقة ( ونهى أن الحيود يكون عملياً مهملاً عندما يكون عرض الفتحة كبيراً بالمقارنة بالطول الموجى ) دعت الباحثين الأوائل إلى إستنتاج أن الضوء يسير في خطوط مستقيمة وأنه لا يمكن أن يكون حركة موجية . من ناحية أخرى فإن



شكل ١٥ - ٥ : زاوية النهاية الصغرى الأولى لقطع تلاعل الشق الأحادي .

الموجات الضوئية يمكن أن تحيد بزوايا كبيرة من مرورها خلال فتحة ذات حجم عادي كالنافذة المفتوحة مثلاً .

#### ١٥ - ٤ المعالجة التخطيطة للسعات . منحني الإهتزاز

يمكن جمع السعات الناتجة من جميع الموجات الثانوية الصادرة من الشق بالطريقة التخطيطة المبنية على أساس الجمع الإتجاهي للسعات والتي سبقت مناقشتها في القسم ١٢ - ٢ . ومن الجدير هنا أن نناقش هذه الطريقة ببعض التفصيل وذلك لسهولة تطبيقها في الحالات الأخرى الأكثر تعقيداً والتي سوف تعالج في فصول لاحقة وأيضاً لأنها تعطى صورة فيزيائية واضحة جداً لمنشأ نمط الحيود . نقتبم عرض الشق إلى عدد كبير من الأجزاء المتساوية ، وليكن تسع أجزاء عندئذ سوف تكون السعة  $r$  التي يساهم كل من هذه الأجزاء في نقطة معينة على الستار واحدة لأنها جميعاً متساوية ، البعرض . ومع ذلك فإن أطوار هذه الإسهامات سوف تختلف عند أية نقطة بإبشت تلك النقطة الواقعة على المحور ، أي على العمودي على الشق في مركزه ( $P_0$ ) في الشكل (١٥ - ٥) . بالنسبة إلى أية نقطة لاتبقع على المحور سوف يسهم كل من هذه القدر التسع بإهتزازات مختلفة في الطور لأن القطع تقع على مسافات متوسطة مختلفة . النقطة . علاوة على ذلك سوف يكون الفرق في الطور بين إسهام أي قطعة متجاورتين ثابتاً لأن كل عنصر يبعد عن العنصر المجاور له بنفس المسافة في المتوسط . والآن ، باستخدام حقيقة أن السعة المحصلة والطور المحصل يمكن إيجادهما بالجد

الإتجاهى للسعات المنفردة التى تصنع مع بعضها البعض زوايا تساوى فرق الطور ، يمكننا رسم شكل يأتى إتجاهى كالميلين فى الشكل ١٥ - ٦ (ب) . فى هذه الحالة نمل كل من السعات التسع المتساوية  $a$  على المسافة لها زواوية ظلها  $\delta$  ، وبذلك يكون المجموع الإتجاهى  $A$  هو السعة المحصلة المطلوبة . لنفرض الآن إننا لم نقسم إلى تسع عناصر متساوية ، بل قسمناه إلى آلاف كثيرة أو ، فى النهاية ، إلى عدد لا نهائى من العناصر المتساوية . عندئذ تصبح  $a$  أكثر قصراً ، ولكن  $\delta$  سوف تقل فى نفس الوقت بنفس النسبة ، ثم فإن رسم المتجهات ستقرب فى النهاية من قوس من دائرة ، كما فى (ب) . ومع ذلك فإن السعة المحصلة  $A$  لن تتغير وسوف تساوى طول وتر هذا القوس . وسوف نشير فيما بعد إلى هذا المنحنى المستمر ، الذى يمثل جمع سعات متناهية فى الصغر ، بإسم منحنى الإهتزاز .

لإثبات أن هذه الطريقة تتفق مع النتيجة السابقة ، نلاحظ أن طول القوس هو مجرد السعة  $A_0$  التى نحصل عليها إذا كانت الاهتزازات المركبة متطابقة ، كما فى الجزء (أ) من الشكل . كذلك نلاحظ أن إدخال فرق طورى بين المركبات لا يغير سعاتها المنفردة أو المجموع الجبرى لهذه السعات . ومن ثم فإن نسبة السعة المحصلة  $A$  فى أى نقطة على الستار إلى  $A_0$  ، وهى السعة فى نقطة على المحور ، هى نسبة طول الوتر إلى طول قوس الدائرة . وحيث إن  $\beta$  نصف فرق الطور بين شعاعين آتئين من حافتي الشق فإن الزاوية المقابلة للقوس هى  $2\beta$  لأن فرق الطور بين المتجهين الأول والأخير  $a$  هو  $2\beta$  فى الشكل ١٥ - ٦ (ب)  $q$  يمثل نصف قطر القوس وهو العمود المسقط من المركز على القوس  $A$  . من هندسة الشكل نرى أن :

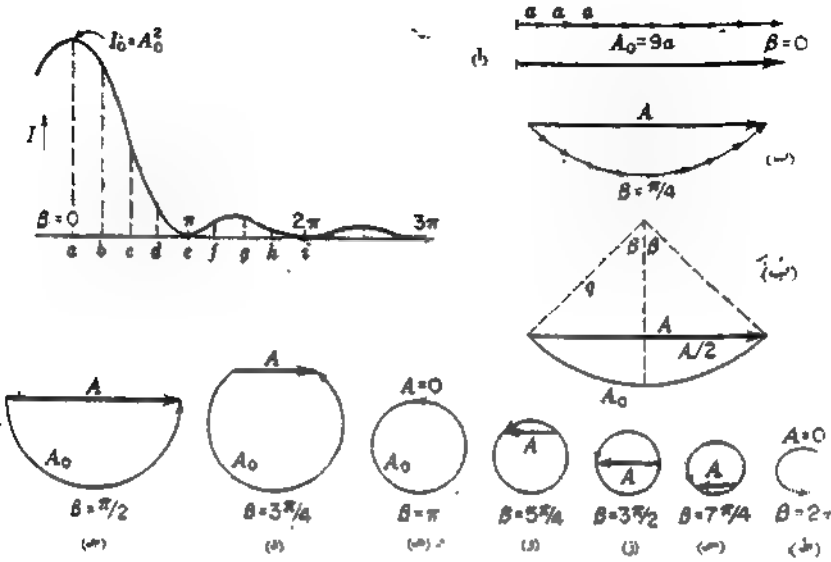
$$\sin \beta = \frac{A/2}{q} \quad A = 2q \sin \beta$$


---


$$\frac{A}{A_0} = \frac{\text{chord}}{\text{arc}} = \frac{2q \sin \beta}{q \times 2\beta} = \frac{\sin \beta}{\beta} \quad \text{ومنه}$$

وهو ما يتفق مع المعادلة ( ١٥ - ٢ ) .

إذا تحركنا من مركز خط الحيود إلى الخارج سوف يظل طول القوس ثابتاً ومساوياً للسعة  $A_0$  ، ولكن إنحنائه يزداد نظراً لزيادة فرق الطور  $\delta$  المدخل بين المتجهات المركبة المتناهية فى الصغر  $a$  لذلك يلتف منحنى الإهتزاز على نفسه بزيادة  $\beta$  . وقد رسمت



شكل ١٥ - ٦ : المعالجة الخطية للفتحة في حيود الشق الأحادي .

الأشكال المتتالية (أ) إلى (ط) في الشكل ١٥ - ٦ للقيم المبينة للمقدار  $\beta$  في خطوات  $\pi/4$ ، وكذلك وضعت نفس الحروف على النقطة المناظرة في منحنى الشدة . إن هذه الأشكال تبين بوضوح السبب في تغيرات الشدة التي تحدث في نمط الشق الأحادي . وعلى وجه الخصوص يمكننا أن نرى أن عدم تماثل النهايات العظمى الثانوية ينتج من حقيقة أن نصف قطر الدائرة ينكمش بزيادة  $\beta$  . ومن ثم فإن  $A$  يصل إلى طوله الأقصى قبل الشرط الممثل في الشكل ١٥ - ٦ (ز) بقليل .

## ١٥ - ٥ الفتحة المستطيلة

في الأقسام السابقة قمنا بإشتقاق دالة في حالة الشق بجمع تأثيرات الموجات الكروية من قطعة خطية من الجبهة الموجية ناتجة من تقاطع الجبهة الموجية مع مستوى . على طول الشق ، وهو مستوى الصفحة في الشكل ١٥ - ٣ ، ولكننا لم نقل . إسهامات الأجزاء الأخرى من الجبهة الموجية التي لا تقع على هذا المستوى . ومع ذلك فإن الدراسة الرياضية الشاملة ، التي تتضمن تكاملاً مزدوجاً على بعدى الجبهة

الموجية ، تبين أن النتيجة السابقة تكون صحيحة عندما يكون طول الشق كبيراً جداً بالمقارنة بعرضه . هذا وتبين المعالجة الكاملة أن الشدة في حالة شق طوله بعرضه  $b$  تعطى بالتعبير التالي :

$$I \approx b^2 I^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2} \quad (١٥ - ٨)$$

حيث  $\beta = (\pi b \sin \theta) / \lambda$  كما سبق  $\gamma = (\pi l \sin \Omega) / \lambda$  والزوايتان  $\theta$  و  $\Omega$  تقاسان من العمودي على الفتحة في مركزها ، وفي المستويين المارين بالعمودين الموازيين للضلعين  $b$  ،  $l$  أعدت الترتيب ويوضح الشكل ١٥ - ٧ نمط الحيود المعطى بالمعادلة ( ١٥ - ٨ ) عندما  $l, b$  مقاربين أحدهما مع الآخر . هذا وتوضح أبعاد الفتحة بالمستطيل الأبيض في الجزء السفلي الأيسر من الشكل . من الواضح هنا أن الشدة في النمط مركزة أساساً في إتجاهي ضلعي الفتحة ، ويلاحظ أن النمط في كل من هذين الإتجاهين يناظر النمط البسيط الناتج من شق عرض يساوي عرض الفتحة في هذا الإتجاه . ونظراً للتناسب العكسي بين عرض الشق ومقياس رسم النمط فإن الهدب تكون أكثر تقارباً في إتجاه الضلع الطويل للفتحة وبالإضافة إلى هذين النمطين هناك بعض النهايات العظمى الخافتة الأخرى كما هو موضح في الشكل . ويمكن مشاهدة نمط الحيود هذا بإضاءة فتحة مستطيلة صغيرة بضوء وحيد اللون منبعث من لمصدر على هيئة نقطة من الناحية الفعلية ؛ هذا مع ملاحظة أن وضع العدسات والمسافة بين المصدر والستار تشبه مثيلاتها في حالة مشاهدة نمط الشق الأحادي ( القسم ١٥ - ٢ ) . ومن الجدير بالذكر هنا أن الصليب المكون من البقع الساطعة هو ما نراه دائماً عند النظر إلى مصابيح إثارة الشوارغ القوية خلال قطعة من القماش المنسوج .

والآن ، في حالة الشق يكون كبيراً جداً ، وعندئذ يصبح العامل  $(\sin^2 \gamma) / \gamma^2$  في المعادلة ( ١٥ - ٨ ) صفراً لجميع قيم  $\Omega$  باستثناء القيم الصغيرة جداً ، هذا يعني أن نمط الحيود سوف يكون محدوداً في خط على الستار عمودي على الشق ، وأنه يشبه مقصفاً من الخط المركزي الأفقي المكون من البقع الساطعة في الشكل ١٥ - ٧ . ومع ذلك فإننا عادة لا نشاهد مثل هذا النمط الخطي في الحيود الناتج من شق وهذا لأن المشاهدة تتطلب استخدام مصدر نقطي . في الشكل ٢٥ - ١ كان المصدر الابتدائي عبارة عن

\* See R. W. Wood, "Physical Optics," 2d ed., pp. 195-202, The Macmillan Company, New York, 1921; reprinted (paperback) by Dover Publications, Inc., New York, 1968.

من  $S'$  بعينه الطويل عمودى على الصفحة . في هذه الحالة تسبب كل نقطة المصدر اشقي إلى تكون نمط خطى ، ولكن هذه الأنماط تقع على الستار متقاربة بعضها من بعض ولذلك تجمع سوياً وتعطى نمطاً كالمبين في الشكل ١٥ - ٢ . وإذا أردنا استخدام تسلسل شقى على هيئة فتحة مستطيلة كالمبينة في الشكل ١٥ - ٧ ، وكان الشق موازياً للضلع ، فإن النتيجة ستكون جمع عدد كبير من مثل هذه الأنماط أحدها فوق الآخر ، وبذلك نحصل على نمط شبيه بما هو مبين في الشكل ١٥ - ٢ .

هذه الإعتبارات يمكن تعميمها بسهولة لكي تغطي تأثير زيادة عرض الشق الابتدائى . فإذا كان عرض الشق محدوداً فإن كل عنصر خطى موازى لطول الشق سوف يكون نمطاً شبيهاً بالشكل ١٥ - ٢ . وهكذا فإن النمط المحصل يكافئ مجموعة من مثل هذه الأنماط كل منها مزاح قليلاً بالنسبة للآخر . وإذا كان الشق عريضاً جداً . فإن نمط الشق الأحادى سوف يختفى عندئذ . ومع ذلك لن يحدث تغير كبير إلا إذا وصلت إزاحة التمثيل الناتجين من حافتي الشق إلى حوالى ربع المسافة بين النهاية العظمى المركزية والنهاية الصغرى الأولى . هذا الشرط سوف يتحقق عندما يقابل عرض الشق الأساسى زاوية قدرها  $(\lambda/b)$  عند العدسة الأولى ، وهذا ما يمكن فهمه بالرجوع إلى الشكل ١٥ - ٨ أدناه .



شكل ١٥ - ٧ : نمط الحيود الناتج من فتحة مستطيلة .

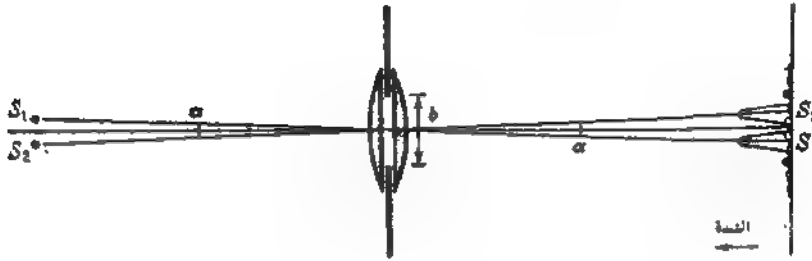
## ١٥ - ٦ قدرة التحليل بفتحة مستطيلة

إن قدرة تحليل الجهاز البصرى تعنى قدرته على إنتاج صور منفصلة للأجسام المتقاربة بعضها من بعض. وباستخدام قوانين البصريات الهندسية يصمم التلسكوب أو الميكروسكوب لكى يعطى صورة لمصدر نقطى صغير

بقدر الأمكان . ومع ذلك فإن التحليل النهائى يبين أن نمط الحيود يضع حداً أعلى لقدرة التحليل . وقد رأينا أنه إذا مرت حزمة ضوئية متوازية خلال أى فتحة فإنها لا يمكن أن تركز بؤرياً فى صورة نقطية ، ولكنها تعطى بدلاً من ذلك نمط حيود تكون فيه النهاية العظمى المركزية ذات عرض محدود يتناسب عكسياً مع عرض الفتحة . من الواضح إذن أن صورتى جسمين لن تظهراً منفصلتين إذا كانت المسافة بينهما أقل من عرض النهاية العظمى المركزية للتداخل . وعادة تكون الفتحة المعنية هنا هى العدسة الشيعة للتلسكوب أو الميكروسكوب ، أى أنها فتحة دائرية . وسوف يناقش الحيود الناتج بواسطة فتحة دائرية فيما بعد فى القسم ١٥ - ٨ ، ولكننا سنعالج هنا حالة أبسط إلى حد ما هى حالة الفتحة المستطيلة .

يمثل الشكل ١٥ - ٨ عدستين محدبتين مستويتين ( تكافئان عدسة واحدة محدبة الوجهين ) محدودتين بفتحة مستطيلة بعدها الرأسى  $b$  . فإذا وضع مصدران شقيان ضيقان  $S_1$  و  $S_2$  عموديان على مستوى الشكل على أحد جانبيه هذا النظام فسوف تتكون لهما صورتان حقيقتان  $S_1'$  و  $S_2'$  على الستار فى الجانب الآخر . كل من هاتين الصورتين تتكون من نمط حيود شق أحادى تتوزع فيه الشدة كما هو مبين بالشكل . وفى هذه الحالة يكون الانفصال الزاوى  $\alpha$  للنهائيتين العظميتين المركزيتين مساوياً الزاوى للمصدرين وقيمة هذا الانفصال الزاوى كما هو مبين بالشكل مناسبة لإعطاء صورتين منفصلتين . هذا الشرط يعنى أن كلا من النهايتين العظميتين الرئيسيتين يجب أن تقع تماماً على النهاية الصغرى الثانية للنمط المحلور . وهذه هى أصغر قيمة ممكنة للمقدار  $\alpha$  تعطى شدة تسوى الصفر بين النهايتين العظميتين القويتين فى النمط المحصل . يمكننا إذن أن نقول الآن الانفصال الزاوى بين المركز والنهاية الصغرى الثانية فى أى من النمطين يانظر الزاوية  $\beta = 2\pi$  (أنظر الشكل ١٥ - ٤) ، أو  $\theta_1 = 2\lambda/b = \sin \theta \approx \theta$  وإذا قل الانفصال الزاوى  $\alpha$  عن ذلك فإن الصورتين تقتربان إحداهما من الأخرى ، وبالتالى تزداد الشدة بين النهايتين العظميتين إلى أن تختفى النهاية الصغرى فى المركز فى النهاية . ويوضح الشكل

١٥ - ٩ - هذا الوضع بدلالة المنحنى المحصل ( الخط السيك ) لأربع قيم مختلفة للإنفصال الزاوى  $\alpha$  وقد حصلنا على النمط المحصل في كل حالة بمجرد جمع الشدتين اللاتجيتين من النمطين المنفردين ( المنحنيين المنقط والرفيع ) كما فعلنا في حالة هدب فايبرى - بيروت ( القسم ١٤ - ١٢ ) .



شكل ١٥ - ٨ : الصورتان المكونتان لمصدرين خفيين نتيجة للحيود باستعمال شحمة مستطيلة .

يوضح فحص هذا الشكل أن الصورتين لن تكونا منفصلتين إذا قل الإنفصال الزاوى بين النهايتين العظميين عن القيمة  $\theta_1 = \alpha$  التى تناظر  $\beta = \pi$  عند هذا الإنفصال الزاوى سوف تقع النهاية العظمى لأحد النمطين على النهاية الصغرى الأولى للنمط الآخر تماماً ، ومن ثم فإن شدتي النهايتين العظميين في النمط المحصل تساوى شدتي النهايتين العظميين كل مهبا على حدى . ومن ثم فإن الحسابات هنا أبسط مما في حالة هدب فايبرى - بيروت حيث لا تصبح الشدة صفراً بالفعل في أية نقطة . ولإيجاد الشدة في مركز النهاية الصغرى المحصلة لهدبتى حيود تفصلهما زاوية قدرها  $\theta_1$  نلاحظ أن المنحنيين يتقاطعان

عند  $\beta = \pi/2$  لكل من النمطين وأن المقدار :

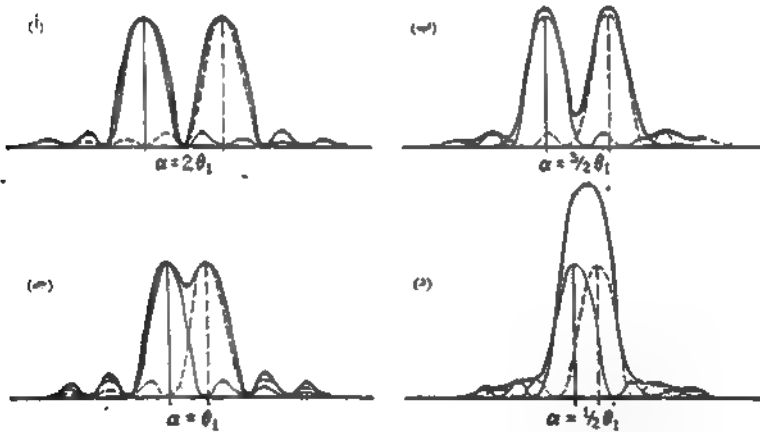
$$\frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} = \frac{4}{\pi^2} = 0.4053$$

يمثل شدة أى منهما بالنسبة إلى النهاية العظمى . وعليه فإن مجموع إسهامى النمطين في هذه النقطة هو إذن 0.8106 ، وهذا يبين أن شدة النمط المحصل تعبط في هذه النقطة إلى حوالى أربع أخماس قيمتها العظمى . هذا التغير في الشدة يمكن أن تراه العين بسهولة . وفي الحقيقة تستطيع العين أن ترى تغيراً في الشدة أصغر من ذلك بكثير ، كذلك يمكن كشف هذا التغير باستخدام أحد الأجهزة الحساسة لقياس الشدة مثل الميكروفوتومتر ومع ذلك فإن جمع النهاية الصغرى يتغير بسرعة كبيرة جيّداً مع الإنفصال في هذه المنطقة ، ونظراً لبساطة العلاقات في هذه الحالة المحدودة ، قرر رايلي بطريقة عشوائية

تثبت الإغصان  $\alpha = \theta_1 = \lambda/b$  كمعيار لتحليل نمطي حيود. هذا الاختيار العشوائي تماماً يعرف بإسم معيار رايلي. وأحياناً تسمى الزاوية  $\theta_1$  قدرة تحليل الفتحة  $b$ ، هذا بالرغم من أن القدرة على التحليل تزداد بتقص قيمة  $\theta_1$  ولكن التسمية الأكثر تعبيراً لهذه الكمية هي الزاوية الصغرى للتحليل.

## ١٥ - ٧ قدرة التحليل اللوني المنشور

يمكننا أن نجد مثلاً لإستخدام هذا المعيار لقدرة تحليل الفتحة المستطيلة في التلسكوب ذي المنشور؛ هذا بفرض أن وجه المنشور يحدد الحزمة المنكسرة في مقطع مستطيل الشكل. وهكذا فإن الراوية  $\Delta\delta$  بين الحزمتين المتوازيتين في الشكل ١٥ - ١٠ والتي تعطى صورتين على حدود التحليل تعطى بالعلاقة  $\Delta\delta = \theta_1 = \lambda/b$  حيث  $b$  عرض الحزمة الخارجة.



شكل ١٥ - ٩ : الصورتان المتكونتان بالحيود لمصدرين شقيين : الصورتان في (أ) و (ب) منفصلتان إغصالاً جيداً ، ومنفصلتان بالكاد في (ج) ، وغير منفصلتين في (د) .

يراعى هنا أن الحزمتين الضوئيتين اللتين تعطيان هاتين الصورتين يختلفان في الطول الموجي بمقدار صغير  $\Delta\lambda$  وهو مقدار سالب لأن الأطوال الموجية الأقصر تنحرف بزوايا أكبر. كذلك يلاحظ أن فرق الطول الموجي أكثر نفعاً من الفرق بين زاويتي الإنحراف ، وهذه الكمية هي التي تدخل في الواقع في تعريف قدرة التحليل

اللون  $\lambda/\Delta\lambda$  ( القسم ١٤ - ١٢ ) . لإيجاد قدرة التحليل اللوني للمنشور نلاحظ أولاً أنه حيث إن المسير البصري بين موضعين متتاليين  $b$  و  $b'$  على الجبهة الموجية يجب أن يكون ثابتاً ، إذن يمكننا كتابة ما يلي :

$$c + c' = nB \quad (٩ - ١٥)$$

حيث  $n$  هنا هو معامل إنكسار المنشور للطول  $\lambda$  و  $B$  طول قاعدة المنشور . والآن ، إذا نقص الطول الموجي بمقدار  $\Delta\lambda$  ، عدتد سوف يصبح المسير البصري في قاعدة المنشور  $(n + \Delta n)B$  ؛ ولكي تصبح الصورة المتكونة منفصلة بالكاد يجب أن تدور الجبهة الموجية الخارجة بزاوية قدرها  $\delta$  و  $\Delta\delta = \lambda/b$  وحيث إن  $\Delta\delta = (\Delta c)/b$  ، إذن سوف يسبب هذا الدوران زيادة طول الشعاع العلوي بمقدار  $\Delta c = \lambda$  ولكن هل يقاس المقدار  $\Delta c$  بطول الشعاع  $\lambda$  و  $\Delta\lambda$  هذا ليس مهماً هنا لأننا نتعامل مع فرق من الرتبة الثانية . إذن :

$$c + c' + \lambda = (n + \Delta n)B$$

ب طرح المعادلة ( ٩ - ١٥ ) من المعادلة السابقة نجد أن :

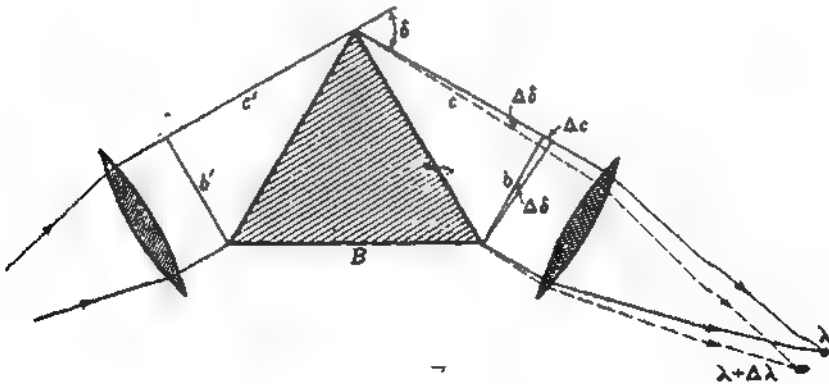
$$\lambda = B \Delta n$$

الآن يمكننا الحصول على النتيجة المطلوبة بقسمة هذه المعادلة على  $\Delta\lambda$  مع وضع

$$dn/d\lambda = dn / \Delta\lambda$$

$$(١٠ - ١٥)$$

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = B \frac{dn}{d\lambda}$$



شكل ١٥ - ١٠ : قدرة تحليل المنشور .

ليس من الصعب أن نثبت أن هذا التعبير يساوى أيضاً حاصل ضرب التشتت الزاوي و عرض الحزمة الخارجة . علاوة على ذلك يمكننا استخدام المعادلة ( ١٥ - ١٠ ) عدم

لا تملأ الحزمة المنشور بأكمله ، وفي هذه الحالة يجب أن يكون المقدار  $B$  هو الفرق بين مسيرى الشعاعين الحرفيين خلال المنشور ؛ أما إذا إستخدم منشوران أحدهما خفيف الآخر فإن  $B$  يجب أن يكون مجموع طولى القاعدتين .

## ١٥ - ٨ الفتحة الدائرية

يمثل نمط الحيود الناتج من مرور الموجات المستوية خلال فتحة دائرية أهمية كبيرة نظراً لضرورة إستخدامه في إيجاد قدرة تحليل التلسكوبات والأجهزة البصرية الأخرى . ومن سوء الحظ أن هذه أيضاً عملية على درجة عالية من الصعوبة لأنها تتطلب تكاملاً مزدوجاً على سطح لفتحة يشبه ذلك التكاميل السابق ذكره في القسم ١٥ - ٥ فيما يتعلق بالفتحة المستطيلة . وقد كان إيرى\* أول من قام بحل هذه المسألة وكان ذلك في عام ١٨٣٥ ، وقد كان الحل الذى حصل عليه بدلالة دوال بيسل من رتبة الوحدة . هذه الدوال يجب أن تحل بمجموعة من المفكوكات ، وربما كانت أنسب الطرق للتعبير عن النتائج لأغراضنا هنا هي أن ننسخ الأعداد التى يمكن الحصول عليها بهذه الطريقة ( جنول ١٥ - ٢ ) .

يمثل الشكل ١٥ - ١١ (أ) نمط التداخل في حالة الفتحة الدائرية ، وهو يتكون من قرص مركزى ساطع ، يعرف بقرص إيرى ، محاطاً بعدد من الحلقات المخافتة . ويلاحظ في هذا المقام أن القرص أو الحلقات ليست حادة الحواف ، ولكنها تتدرج بانتظام عند الحواف ، ويفصل بعضها عن بعض حلقات صغرية الشدة . أما توزيع الشدة فإنه يشبه إلى حد كبير ذلك التوزيع الذى نحصل عليه بإدارة نمط الشق الأحادى الموضح في الشكل ١٥ - ٥ حول محور في اتجاه الضوء ويمر بالنهاية العظمى المركزية . ومع ذلك فإن أبعاد هذا النمط تختلف كثيراً عن أبعاد نمط شق أحادى عرضه يساوى قطر الفتحة الدائرية . وقد وجدنا في القسم ١٥ - ٣ إن الإنفصال الزاوى  $\theta$  للنهيات البصرى بالنسبة إلى المركز يعطى في حالة نمط الشق الأحادى بالعلاقة  $\sin \theta \approx \theta = m\lambda/b$  حيث  $m$  أى عدد صحيح يبدأ بالواحد . أما في حالة الفتحة الدائرية فإننا نستطيع التعبير عن التواتر

\* سرجورج إيرى Sir George Airy ( ١٨٠١ - ١٨٩٢ ) . الفلكى الملكى في إنجلترا في الفترة من ١٨٣٥ إلى ١٨٨١ . هذا العالم معروف أيضاً بدراساته عن الزيج الفوقى ( القسم ١٩ - ١١ ) . يستطيع القارئ أن يرجع إلى تفاصيل الحل المشار إليه هنا في T. Preston, "Theory of Light," 5th ed., pp. 324-327, Macmillan & Co., Ltd., London, 1928.  
† E. V. Lommel, Abh. Bayer. Akad. Wiss., 15:531 (1886).

Table 15B

الحلقة	الفتحة الدائرية			الشق الأحادي	
	m	$I_{max}$	$I_{total}$	m	$I_{max}$
النهاية العظمى المركزية	0	1	1	0	1
الحلقة المظلمة الأولى	1.220			1.000	
الحلقة الساطعة الثانية	1.635	0.01750	0.084	1.430	0.0472
الحلقة المظلمة الثالثة	2.233			2.000	
الحلقة الساطعة الثالثة	2.679	0.00416	0.033	2.459	0.0165
الحلقة المظلمة الرابعة	3.238			3.000	
الحلقة الساطعة الرابعة	3.699	0.00160	0.018	3.471	0.0083
الحلقة المظلمة الخامسة	4.241			4.000	
الحلقة الساطعة الخامسة	4.710	0.00078	0.011	4.477	0.0050
الحلقة المظلمة السادسة	5.243			5.000	

المظلمة التي تفصل بين الدوائر الساطعة في نمط الحيود الناتج من الفتحة الدائرية بمعادلة مشابهة إذا كانت  $\theta$  الآن هي نصف القطر الزاوي ، ولكن الأعداد  $m$  لن تكون أعداداً صحيحة في هذه الحالة . وقد أعطيت القيم العددية للمقدار  $m$  التي قام لوميل بحسابها في الجدول ١٥ - ٢ الذي يتضمن أيضاً قيم  $m$  للنهايات العظمى في الحلقات الساطعة ومعلومات عند شدتها .

في هذا الجدول يمثل العمود  $I_{max}$  القيم النسبية لشدة النهايات العظمى ، ويمثل العمود  $I_{total}$  كمية الضوء الكلية في الحلقة بالنسبة إلى كميته الكلية في القرص المركزي . وللمقارنة أعطيت أيضاً قيم  $m$  و  $I_{max}$  للشرائط المستقيمة في نمط الشق الأحادي .

## ١٥ - ٩ قدرة تحليل التلسكوب

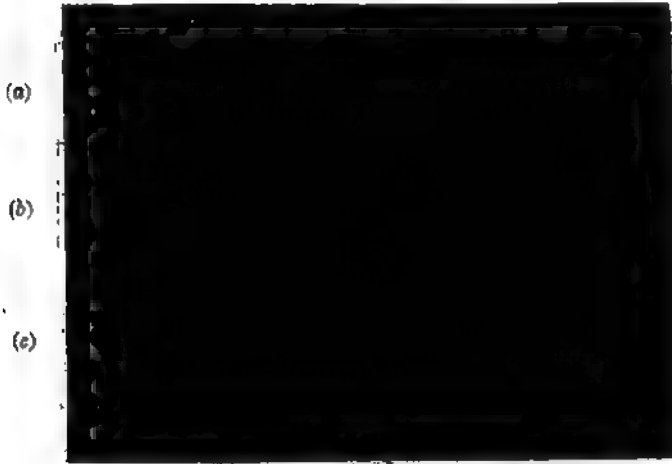
لكي نعطي فكرة عن الحجم الطولي لنمط الحيود السابق سنقوم الآن بحساب نصف قطر الحلقة المظلمة الأولى في الصورة المتكونة في المستوى البؤري لعدسة مجال عادية . قطر العدسة العينية 4 cm وبعدها البؤري 30.0 cm البعد البؤري الفعال للضوء الأبيض  $5.6 \times 10^{-5}$  cm ومن ثم فإن نصف القطر الزاوي لهذه الحلقة هو

$$\theta = 1.220(5.6 \times 10^{-5})/4 = 1.71 \times 10^{-5}$$

ونصف القطر الطولي هو هذه الزاوية مضروبة في البعد البؤري للعدسة ، ولذلك فهو يساوي  $0.000512$  cm  $= 1.71 \times 10^{-5} \times 30$  أو 0.005 mm بالضبط تقريباً . وعليه فإن قطر القرص المركزي لهذا التلسكوب سوف يكون 0.01 mm إذا كان الجسم عبارة عن مصدر نقطي كالنجم مثلاً .

تعميم معيار رايلي لتحليل أنماط الحيود ( القسم ١٥ - ٦ ) على الفتحة الدائرية  
يمكس القول إن التمثيلين يكونان منفصلين عندما تقع النهاية العظمى المركزية لأحدهما على  
الحلقة المنظمة الأول للثاني ؛ ويمثل الشكل ١٥ - ١١ (ب) النمط المحصل في هذه  
الحالة . إذن ، الزاوية الصغرى لتحليل التلسكوب هي :

$$\theta_1 = 1.220 \frac{\lambda}{D} \quad ( ١٥ - ١١ )$$



شكل ١٥ - ١١ : صور فوتوغرافية ملتقطة باستخدام فتحة دائرية لصور حيود مصادر ضوئية نقطية : (أ) مصدر واحد ؛ (ب) مصدران ( موصولان ) منفصلان بالكاد ؛ (ج) مصدران منفصلان تماماً .

حيث  $D$  قطر الفتحة الدائرية التي نحدد الحزمة المكونة للصورة الأساسية ، أو قطر  
اشيئية عادة . ويلاحظ بالنسبة للمثال السابق أن الزاوية المحسوبة هي بالضبط هذه  
الزاوية المحدودة ، وعليه فإن أقل انفصال زاوى لنجم ثنائى يمكن نظرياً تحليله باستخدام  
هذا التلسكوب يساوى  $1.71 \text{ rad}$  أو  $3.52 \text{ seconds}$  . وحيث أن الزاوية الصغرى للتحليل  
تناسب عكسياً مع  $D$  ، يمكننا إذن أن نقول أن الفتحة اللازمة لفصل مصدرين يبعد  
أحدهما عن الآخر بزاوية قدرها  $1 \text{ second}$  تساوى  $3.52$  ضعف الفتحة في هذا المثال ، أو  
أن :

$$\theta_1 = \frac{14.1}{D} \quad ( ١٥ - ١٢ ) \quad \text{الزاوية الصغرى للتحليل بالتوافى هي :}$$

حيث  $D$  قطر فتحة الشيئية بالاستigmatيات . بالنسبة لأكبر تلسكوب كاسر موجود حتى الآن ، وهو الموجود في مرصد ديركس (Yerkes Observatory)  $D = 40\text{in}$  ،  $\theta_i = 1/8$  بمقارنة هذه الكمية بالزاوية الصغرى لتحليل العين ، وقطر إنسانها حوالي  $3.0\text{ mm}$  ، نجد أن  $\theta_i = 47\text{ seconds}$  وفي الواقع لا تستطيع عين الشخص المتوسط تحليل الأجسام التي تعد بعضها عن بعض بأقل من  $1\text{ minute}$  وذلك لأن هذا الحد يتعين في الحقيقة بالعيوب البصرية للعين أو تركيب الشبكية .

بالنسبة لشيئية معينة في التلسكوب يتعين الحجم الزاوي للصورة كما تراها العين بتكبير العدسة العينية . ومع ذلك فإن زيادة حجم الصورة نتيجة لزيادة قوة العينية لا يؤدي إلى زيادة مقدار التفاصيل التي يمكن رؤيتها ، ذلك أن من المستحيل إظهار التفاصيل التي لم تكن موجودة أصلاً في الصورة الابتدائية بواسطة التكبير . هذا لأن كل نقطة على جسم ما تصبح بمط حيز دائري أو قرص صغير في الصورة بحيث إذا استخدمت عدسة عينية ذات قوة عالية جداً فإن الصورة تبدو مطموسة ولن يمكن رؤية مزيد من التفاصيل . وعليه فإن النمط الناتج من العينية يمثل عاملاً محدداً لقدرة تحليل التلسكوب .

من الممكن عملياً توضيح نمط حيود الفتحة الدائرية ، وكذلك قدرة تحليل التلسكوب ، باستخدام تربية عملية شبيهة بما هو مبين في الشكل ١٥ - ٨ . ويمكن الحصول على المصدرين النقطيين المذكورين للزمن لذلك من قوس صندوقي أو زئبقى باستعمال ستار يحتوي على عدة أزواج من ثقب ضيقة ذات أقطار قدرها  $0.35\text{ mm}$  وتتراوح المسافة بين عنصرى الزوج الواحد فيها بين  $2.0\text{ mm}$  ،  $10.0\text{ mm}$  . ولمعرفة كيف تؤثر زيادة قطر الفتحة الدائرية على قدرة التحليل يمكن النظر إلى هذين المصدرين خلال واحد من ثلاث ثقب صغيرة أقطارها  $3.0\text{ mm}$  ،  $2.0\text{ mm}$  ،  $10\text{ mm}$  موضوعة أمام العدسة الشيئية . ولكن ظروف الشدة في هذه الحالة لن تكفى ( غير ) تكوين القرصين المركزيين فقط . أما إذا أردنا مشاهدة حلقات الحيود الجانبية فسوف نحتاج استخدام مصدر ضوئى قوى كالقوس المركز ( القسم ٢١ - ٢ ) أو الليزر .

القيمة النظرية لقدرة تحليل التلسكوب يمكن أن تتحقق فقط إذا كانت العدسات مثالية من الناحية الهندسية وإذا كان التكبير يساوى على الأقل ما يسمى بالتكبير العادى \* قد يبدو للوهلة الأولى أن الطول الموجى اللازم استخدامه في هذا الحساب يجب أن يكون الطول الموجى في الرطوبة الزجاجية للعين . صحيح أن أبعاد غط الحيود تكون أصغر لهذا السبب ، ولكن انفصال الصورتين بفل أيضاً بنفس التناسب نتيجة لإنكسار الأشعة عند دخولها العين .

( القسم ١٠ - ١٣ ) . لإثبات صحة العبارة السابقة يجب أن يلاحظ أن قرصى الحيود اللذان يقعان على حد التحليل في المستوى البؤرى للشبيبة يجب أن يقابلا عند العين زاوية قدرها  $d/1.22\lambda = \theta$  على الأقل لكي تفصلها العين. هنا  $d$  يمثل قطر إنسان العين . وطبقاً للمعادلة ( ١٠ - ١١ ) ، يعطى التكبير بالعلاقة التالية :

$$M = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{D}{d}$$

حيث  $D$  قطر حدقة الدخول ( الشبيبة ) و  $d$  قطر حدقة الخروج ولكن  $d$  يساوى  $d_e$  عند التكبير العادى ، ومن ثم فإن التكبير العادى يصبح :

$$\frac{D}{d_e} = \frac{1.22\lambda/d_e}{1.22\lambda/D} = \frac{\theta_1}{\theta_2}$$

وعبه ، فإذا كان قطر حدقة الخروج  $d$  أكبر قطر إنسان العين  $d_e$  ، فإن  $\theta_1 < \theta_2$  وفى هذه الحالة لن ترى العين هاتين الصورتين منفصلتين حتى وإن كانتا منفصلتين فى المستوى البؤرى للشبيبة . بعبارة أخرى نقول إن أى تكبير أصغر من التكبير العادى يناظر حدقة خروج أكبر من  $d_e$  ، وبذلك لن يتيح للجهاز قدرة تحليل تساوى قدرة التحليل النظرية .

## ١٥ - ١٠ قدرة تحليل الميكروسكوب

نفس المبادئ السابقة قابلة للتطبيق فى هذه الحالة . ومع ذلك فإن الشروط هنا تختلف عن الشروط فى حالة التلسكوب التى كان الإهتمام فيها مركزاً أساساً على أقل قيمة مسموحة للانفصال الزاوى بين جسمين يقعان على مسافة كبيرة تكون معروفة عادة . أما فى حالة الميكروسكوب فإن الجسم يكون قريباً جداً من الشبيبة ، كما أن الغدسة الشبيبة تقابل زاوية كبيرة عند مستوى الجسم كما هو مبين فى الشكل ١٥ - ١٢ . المطلوب هنا أساساً هو معرفة أقل مسافة بين نقطتين  $O$  و  $O'$  على الجسم بحيث تتكون لهما صورتان  $I$  و  $I'$  منفصلتان بالكاد سبق وضحنا أن كل صورة تتكون من قرص ونظام من الحلقات ، وأن الانفصال الزاوى بين القرصين عندما يكونان على حد التحليل هو -  $\theta_1 = \theta_2 = 1.22\lambda/D$  عندما يتحقق هذا الشرط تكون شدة الموجة المنبعثة من  $O$  والحائلة إلى  $I$  صفر ( الحلقة المظلمة الأولى ) ، ويكون الفرق بين مسيرى الشعاعين  $O'B$  و  $O'A$  الآخرين هو  $1.22\lambda$  من الرسم الصغير المدخل فى الشكل ١٥ - ١٢ نرى أن  $O'B$  أطول من  $OB$  أو  $OA$  بمقدار  $s \sin i$  ، وأن  $O'A$  أقصر منهما بنفس المقدار . وعليه فإن فرق المسير بين الشعاعين الحرفين المنبعثين من  $O$  هو  $2s \sin i$  وبمساواة هذا المقدار بالكمية  $1.22\lambda$  نحصل على :

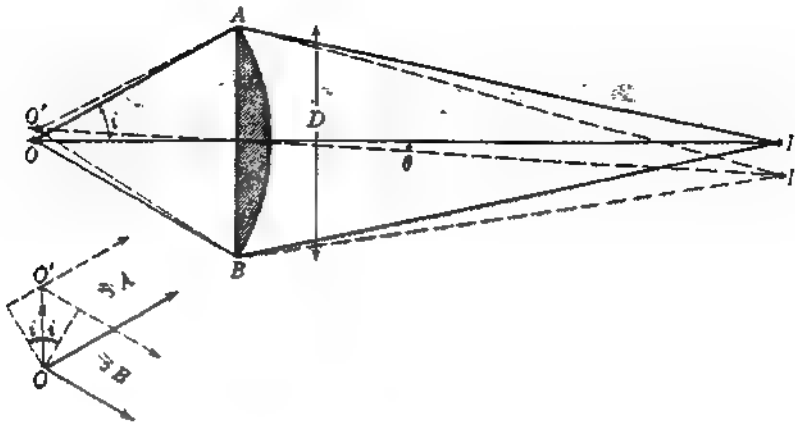
$$s = \frac{1.22\lambda}{2 \sin i} \quad ( ١٥ - ١٣ )$$

في هذا الإشتقاق افترضنا أن النقطتين  $O$  و  $O'$  ذاتيتا الإضاءة بمعنى أن طور الحزمة الضوئية من أحدهما ليس ثابتاً بالنسبة لطور الحزمة الضوئية المنبعثة من الآخر . ولكن سمام التي تفحص بالميكروسكوبات لا تكون في الواقع ذاتية الإضاءة ، ولكنها تكون مساوية بنفس الحزمة الضوئية خلال مكثف . في هذه الحالة لا يمكن بأي حال من الأحوال اعتبار أن الحزمتين المشتتين بواسطة نقطتين على الجسم مستقلتان كمية في الضوء . هذا يعقد المسألة بدرجة كبيرة لأن الباحثين قد وجدوا أن قدرة التحليل تعتمد إلى حد ما على طريقة إضاءة الجسم . وقد درس آبي هذه المشكلة بالتفصيل و ستنج أن المعادلة ( ١٥ - ١٣ ) ، بعد حذف العامل 1.22 ، تمثل عملية جيدة لحساب قدرة التحليل . وفي الميكروسكوبات عالية التكبير يملأ الفراغ بين الجسم والعدسة الشيئية بزيوت معينة . هذا يؤدي ، فضلاً عن تقليل كمية الضوء المفقودة نتيجة للإنعكاس على السطح الأول للعدسة ، إلى زيادة قدرة التحليل لأن العدسة الشيئية تستقبل مجرّوطاً واسع من الضوء من المكثف عندما يحذف إنكسار الأشعة الخارجة من الغطاء الزجاجي . نتيجة لذلك يجب أن نحور المعادلة ( ١٥ - ١٣ ) تحويراً إضافياً بالتعويض عن فرق المسير البصري بالمقدار  $2ns \sin \epsilon$  ، حيث  $n$  معامل إنكسار الزيت . وهكذا فإن نتيجة إدخال هذين التغيرين تكون كالتالي :

$$s = \frac{\lambda}{2n \sin \epsilon} \quad (١٥ - ١٤)$$

حاصل الضرب  $n \sin \epsilon$  يمثل مقداراً مميزاً لكل شيئية وقد سماه آبي بالفتحة العددية . ومن الجدير بالذكر أن أكبر فتحة عددية أمكن الحصول عليها عملياً إلى الآن هي حوالي 1.6 . كذلك فإن الطول الموجي الفعال للضوء الأبيض يساوي  $5.6 \times 10^{-5}$  cm ، ولهذا فإن المعادلة ( ١٥ - ١٤ ) تعطينا  $s \approx 1.8 \times 10^{-5}$  cm . هذا وقد بدأ استخدام الضوء البنفسجي ذو الطول الموجي الأقصر  $\lambda$  أخيراً في الفحص الميكروسكوبي لزيادة قدرة التحليل ؛ ولكن هذا يحتم استخدام التصوير الفوتوغرافي في فحص الصورة .

يمثل اختراع الميكروسكوب الإلكتروني إحدى الخطوات الرائعة في تحسين التحليل الميكروسكوبي . وسوف نوضح في القسم ٣٣ - ٤ إن الإلكترونات تنصرف كموجات يعتمد طولها الموجي على فرق الجهد المستخدم في تعجيلها . فبين  $10,000$  eV ، 100,000 eV تتغير  $\lambda$  من 0.122 mm إلى 0.0122 nm ؛ أي أنها تقع في نطاق كسر الأشعة السينية ، وهذا يعني أن الطول الموجي للألكترونات أصغر من الطول الموجي للضوء المرئي بما يزيد عن ألف مرة . وباستخدام المجالات الكهربائية والمغناطيسية يمكن تركيز الإلكترونات المنبعثة من مختلف أجزاء جسم ما أو النافذة خلالها تركيزاً بؤرياً ، وبهذه



شكل ١٥ - ١٢ : فيزوة تحليل الميكروسكوب .

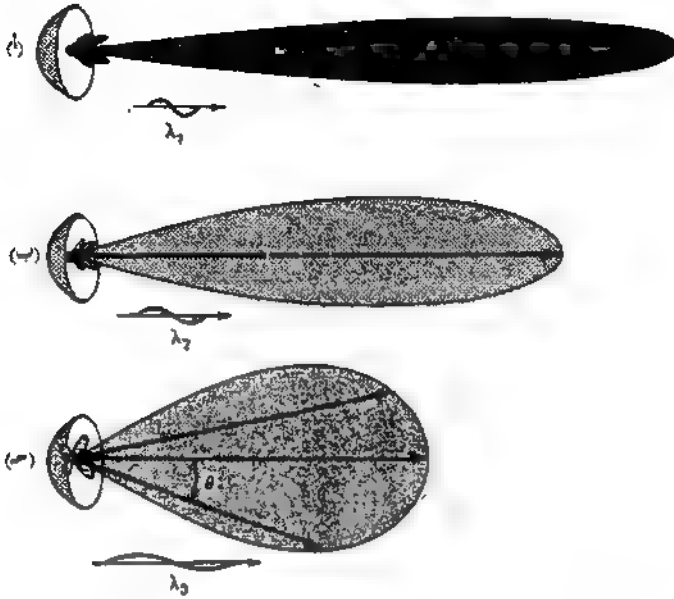
الطريقة يمكننا تصوير تفاصيل دقيقة لا يزيد حجمها كثيراً عن الطول الموجي للألكترونات . ومن المفيد هنا أن نشير إلى أن الفتحة العددية للميكروسكوبات الإلكترونية أصغر كثيراً من الفتحة العددية للأجهزة البصرية ، ولكن من المنتظر أن تحدث إنجازات كبيرة في هذا المجال الكبير والنامي ، والذي يسمى بصريات الإلكترونات\*.

### ١٥ - ١١ أنماط حيود الصوت والموجات ( الميكروية )

تطبق مبادئ حيود الموجات الضوئية عند مرورها خلال الشقوق والفتحات المستطيلة والفتحات الدائرية على الموجات الصوتية والموجات الدقيقة على وجه السواء . فمثلاً ، يكون مجهر اللاسلكي ذو الفتحة الدائرية أنماط حيود تتغير بقطره والترددات

\* انظر على سبيل المثال : V. K. Zworykin, G. A. Morton, and others, "Electron Optics and the Electron Microscope," John Wiley and Sons, Inc., New York, 1945;

انظر أيضاً : V. K. Zworykin, C. A. Morton, and others, "Television in Science and Industry," John Wiley and Sons, Inc., New York, 1958.



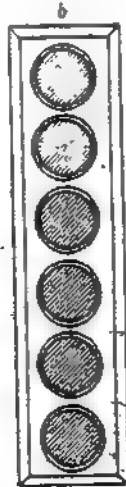
شكل ١٥ - ١٣ : الرسوم البيانية القطبية لأنماط حيود موجات مختلفة الطول الموجي وصيغة من نفس عاكس القطع المكافئ .

المنبعثة منه وهذه الأنماط تؤدي إلى حدوث تغيرات ملحوظة في نوعية الصوت على أبعاد مختلفة منه في الأماكن المغلقة وفي الهواء الطلق . كمثال آخر نذكر أن الموجات الدقيقة تشع إلى الخارج من عاكس القطع المكافئ على هيئة نمط حيود الفتحة الواحدة ، ويحتوى هذا النمط على نهاية عظمى مركزية في الاتجاه الأمامي كما هو موضح في الشكل ١٥ - ١٣ .

من المعتاد في حالة الصوت والموجات الدقيقة أن ترسم أنماط حيود الإشعاع باستخدام الأحداثيات القطبية بدلاً من الأحداثيات المتعامدة المستخدمة في حالة الموجات الضوئية . وتمثيل الشدة المنبعثة من مصدر ما في اتجاهات مختلفة على هيئة رسم بياني قطبي نحصل على ما يسمى بالرسم البياني القطبي . وفي هذه الحالة يرسم أي سهم مائل بأية زاوية  $\theta$  بحيث يتناسب مع الشدة النسبية المنبعثة في هذا الاتجاه ، وعندئذ تكون الفصوص هي أغلفة رؤوس تلك الأسهم .

كلما قصر الطول الموجي وزادت فتحة مصدر الموجات ، كلما إزداد النقط الفضي صيقاً . وعليه فإن الموجات القصيرة المنبعثة من مصدر نقطي في بؤرة مرآة عاكسة معية يمكنها أن تكون فصاً مركزياً ضيقاً جداً كما هو مبين في الشكل ١٥ - ١٣ (أ) ، أما الموجات الطويلة فإنها حزم عريضة بنفس التناسب كما هو مبين في الرسمين (ب) و (ج) .

من الشائع جداً في هذه الأيام استخدام صفوف من المجاهر في مكبرات الصوت الخطائية لتوجيه الصوت في اتجاهات معية . فالصف المبين في الشكل ١٥ - ١٤ ، والمكون من عدة مجاهر متصلة فيما بينها اتصالاً كهربائياً بحيث تهتز في نغمة موحدة ، يعمل كما لو كانت الفتحة المستطيلة بأكملها ترسل موجات مستوية في الاتجاه الأمامي . هذا لأن نمط الحيود ثلاثي الأبعاد يمتاز في هذه الحالة بأن فسه المركزي ضيق في الاتجاه الرأسى وعريض من الاتجاه الأفقى ، وبذلك توجه الطاقة الصوتية في اتجاه الجمهور المنتشر . قرون بين المصدر المستطيل وشكل الحزمة المركزية في الشكل ١٥ - ٧ . كذلك في حالة الموجات الدقيقة ، فإذا كانت عاكسات القطع المكافئ تعطى أنماط حيود عريضة أفقياً وضيقة رأسياً فإن الحزم المنبعثة تكون ضيقة أفقياً وعريضة رأسياً ، وهذا فإن الحزم المنعكسة من أجسام بعيدة تعطى مواضع هذه الأجسام بدقة كبيرة في الاتجاه الأفقى وبدرجة أقل من الدقة في الاتجاه الرأسى .



شكل ١٥ - ١٤ : صف من المجاهر لتوجيه الصوت إنشائياً إلى الجمهور باستخدام ظاهرة الحيود .

## مسائل

١٥ - ١ تسقط حزمة ضوئية متوازية طولها الموجي  $6563 \text{ \AA}$  عمودياً على شق عرضه  $0.3850 \text{ mm}$  . وضعت عدسة بعدها البؤرى  $50.0 \text{ cm}$  خلف الشق مباشرة لتركيز عظم الحيود تركيزاً بؤرياً على ستار أبيض . أوجد المسافة من مركز الهافة العظمى المركزية إلى (أ) النهاية الصغرى الأولى ، (ب) النهاية الصغرى الخامسة .

الجواب (أ)  $0.852 \text{ mm}$  ، (ب)  $4.261 \text{ mm}$

١٥ - ٢ تسقط موجات مسوية من الضوء الأزرق ،  $\lambda = 4340 \text{ \AA}$  ، على شق أحادى ثم تمر خلال عدسة بعدها البؤرى  $85.0 \text{ cm}$  . إذا كان عرض الشريط المركزى في غمط الحيود على الستار  $2.450 \text{ mm}$  ، أوجد عرض الشق الأحادى .

الجواب  $0.3011 \text{ mm}$

١٥ - ٣ تسقط حزمة متوازية من الضوء الأبيض على شق أحادى عرضه  $0.320 \text{ mm}$  ، وقد استخدم تلسكوب صغيراً على بعد  $1 \text{ m}$  خلف هذا الشق لفحص طيف الضوء الخارج . ضمن إذا أمكنك ما سوف تراه في التلسكوب إذا أُرِجَ الشق في الاتجاه العمودى عليه مسافة قدرها  $1.250 \text{ cm}$  من المحور .

١٥ - ٤ أرسم رسماً بيانياً دقيقاً للشدة في غمط حيود فراونهوفر في حالة الشق الأحادى في منطقة النهاية العظمى الجانبية الثانية  $2\pi$  إلى  $3\pi$   $\beta$  عين من هذا الرسم الأعداد المعطاة في الجدول ١٥ - ١ فيما يتعلق بموضع وشدة هذه النهاية العظمى .

١٥ - ٥ أحسب بالتقريب شدة (أ) النهاية العظمى الضعيفة الأولى ، (ب) والثانية اللتان تظهران على القطر  $b/r = l/b$  في غمط حيود فراونهوفر في حالة فتحة مستطيلة عرضها  $b$  وارتفاعها  $l$  .

الجواب (أ)  $I/I_0 = 0.2227\%$  ، (ب)  $I/I_0 = 0.02716\%$

١٥ - ٦ باعتبار أن معيار تحليل غمطى حيود غير متساوى الشدة هو نقص الشدة بين النهايتين العظميين بمقدار 20% من الشدة الضعيفة ، أوجد الانفصال الزاوى اللازم لكي تكون النسبة بين الشدتين 3:1 عبر عن إجابتك بدلالة  $\beta$  ، وهى الزاوية اللازمة لكي تكون الشدتان متساويتين . أفضل طريقة لحل هذه المسألة هى الرسم وذلك باستخدام رسمين يانين يمكن تطبيق أحدهما على الآخر بإزاحة متغيرة .

١٥ - ٧ باستعمال معاملات إنكسار الزجاج التاجى البوروسيليكاتى ، أحسب قدرة التحليل اللونى لشور من هذه المادة زاوية الكاسرة  $70^\circ$  إذا كان عرض جانبية  $5.0 \text{ cm}$  أجر حساباتك بالنسبة للطولين الموجيين (أ)  $5338 \text{ \AA}$  ، (ب)  $4861 \text{ \AA}$  .

الجواب (أ)  $3.16 \times 10^3$  ، (ب)  $4.13 \times 10^3$

ن

١٥ - ٨ خط طيفي عند الطول الموجي  $3034 \text{ \AA}$  معروف أنه خط ثنائي وأن فرق الطول الموجي بين مركبيه  $0.0860 \text{ \AA}$  . يستخدم سبكتروجراف ذا منشور من الكوارتز البلوري لتصوير هذا الثنائي ، هذا المنشور يُصنع تقريباً بحيث معامل إنكساره هو  $n$  في الجدول ٢٦ - ١ أوجد (أ) قدرة تحليل هذا المنشور عند  $\lambda = 3034.4 \text{ \AA}$  ، (ب) الحد الأدنى لطول قاعدة المنشور إذا كان قادراً على تحليل الثنائي بالكاد . عين قدرة التحليل من رسم ياني يمثل  $n$  مقابل  $\lambda$  في منطقة الطول الموجي  $3034.4 \text{ \AA}$  .

١٥ - ٩ فاضل المعادلة ( ١٥ - ٣ ) وأثبت أن العلاقة  $\tan \beta = \beta$  هي شرط النهايات العظمى ( أنظر القسم ١٥ - ٣ ) .

١٥ - ١٠ أوجد قطر قرص امري في المستوى البؤري لتلسكوب كاسر ذي شبيبة بعده البؤري  $1.0 \text{ m}$  وقطرها  $10.0 \text{ cm}$  . افترض أن الطول الموجي الفعال هو  $5.50 \times 10^{-5} \text{ cm}$  .

الجواب .  $0.01342 \text{ mm}$  .

١٥ - ١١ ما هو أقصى عرض مسموح لمصدر على هيئة شق طبقاً للمعيار المذكور في نهاية القسم ١٥ - ٥ تحت الشروط التالية : المسافة بين المصدر وشق الحيود تساوي  $30.0 \text{ cm}$  ، عرض شق الحيود يساوي  $0.40 \text{ mm}$  ، الطول الموجي للضوء هو  $5.0 \times 10^{-5} \text{ cm}$  ؟

١٥ - ١٢ تلسكوب قطر عدسته الشبيبة  $12.0 \text{ cm}$  . على أي مسافة يستطيع التلسكوب أن يفصل بالكاد جسمين أحضرين صغيرين البعد بينهما  $30.0 \text{ cm}$  ، بفرض أن التحليل محدد فقط بالشبيبة ؟ افترض أن  $\lambda = 5.40 \times 10^{-5} \text{ \AA}$  .

١٥ - ١٣ مصدر ينتج موجات صوتية تحت الماء لاكتشاف الغواصات له فتحة دائرية قطرها  $60.0 \text{ cm}$  وتردد الموجات المنبعثة منه  $40.0 \text{ kHz}$  . عند مسافة معينة من هذا المصدر يكون نمط الشدة هو نفس غط فراونوفر في حالة الفتحة الدائرية . (أ) أوجد الإنساع الزاوي لنمط المركزي . (ب) أوجد الإنساع الزاوي إذا تغير التردد إلى  $4.0 \text{ kHz}$  . افترض أن سرعة الصوت  $1.50 \text{ Km/s}$  .

الجواب (أ)  $8.74^\circ$  ، (ب)  $99.4^\circ$  .

١٥ - ١٤ عاكس رادار على شكل القطع المكافئ قطره  $6.50 \text{ m}$  ويبعث موجات دقيقة ترددها  $6.0 \times 10^{10} \text{ Hz}$  . على مسافة معينة يكون النمط الفصوي هو نفس نمط حيود

فراونهورف . أوجد الإتساع الزاوى للقصى المركزى إذا كانت السرعة الموجية  $3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$  .

١٥ - ١٥ يتكون صف المجاهر فى مكبر الصوت الخطائى من ست مجاهر دائرية قطر كل منها 25.0cm ومرتب كما فى الشكل ١٥ - ١٤ . وكانت أبعاد الصندوق الذى يضم هذه المجاهر  $25.0 \text{ cm} \times 150.0 \text{ cm}$  . بفرض أن الحيود فى هذه الحالة هو حيود فراونهورف أوجد الإتساع الأفقى والرأسى للنمط القصى المركزى إذا كانت ترددات الموجات الصوتية (أ) 5KHz ، (ب) 1KHz ، (ج) 200Hz . افترض أن سرعة الصوت 300 m/s .

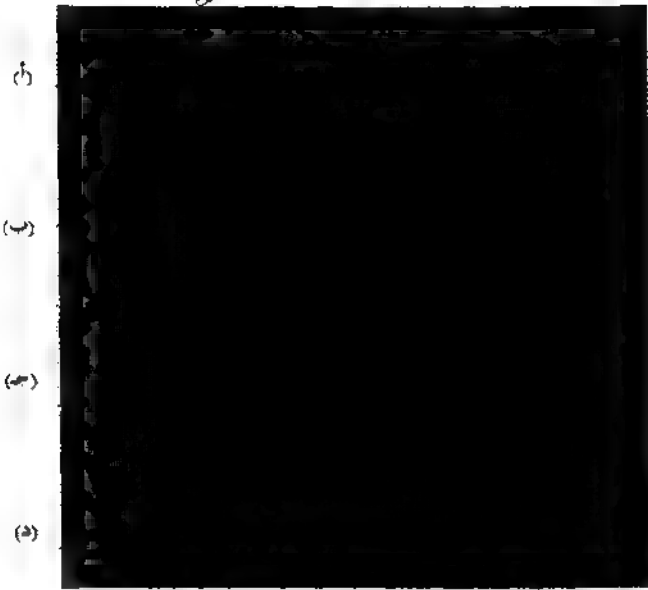
## الفصل السادس عشر

### النق المزدوج

لقد ناقشنا في جزء سابق تداخل الضوء المار خلال شقين ضيقين متحلورين ، والذي كان يوضح أول من قام بمحاكاة كميال لتداخل جزئين ضوئيين ( أنظر القسم ١٣ - ٢ ) وقد أفترضنا في مناقشتنا تلك التجربة أن عرض الشقين لا يزيد كثيراً عن الطول الموجي للضوء بحيث تكون النهاية العظمى المركزية في نمط الحيود الناتج من كل شق على حدة واسعة بدرجة كافية لأن يحتل زاوية كبيرة خلف الستار ( الشكلان ١٣ - ١ و ١٣ - ٢ ) . ومع ذلك فمن الأهمية بمكان أن نفهم التغيرات التي تحدث في نمط التداخل نتيجة لزيادة عرض كل من الشقين إلى أن يصبح مقارناً بالمسافة بينهما . هذا يناظر إلى حد بعيد الظروف الفعلية التي تجري عادة . وسوف نناقش في هذا الفصل حيود فراونهوفر بواسطة شق مزدوج وبعضاً من تطبيقاته .

### ١٦ - ١ السمات الكيفية للنمط

يمثل الشكل ١٦ - ١ (ب) و (ج) صورتين فوتوغرافيتين للنمطين الناتجين من شقين مزدوجين مختلفين حيث كان عرض الشقين المنفردين في كل زوج واحداً ومختلفاً عن عرض الزوج الآخر . ويوضح الشكل ١٦ - ٢ الترتيب العملية المستخدمة في تصوير هذين النمطين ؛ ويلاحظ أن عرض الشق  $b$  لكل من الشقين أكبر في الشكل ١٦ - ١ (ج) مما في الشكل ١٦ - ١ (ب) ، بينما كانت المسافة بين المركزين  $d = b + c$  ، أو انفصال الشقين فقد كانت واحدة في الحالتين . في الجزء المركزي من الشكل ١٦ - ١ (ب) نرى عدداً من النهايات العظمى للتداخل ونلاحظ إنها منتظمة تقريباً في الشدة ؛ هذه المذهب يشبه هدب التداخل السابق وصفها في الفصل الثالث عشر والموضحة في الشكل ١٣ - ٤ . ومع ذلك فإن شدة هذه النهايات العظمى ليست ثابتة في الواقع ،



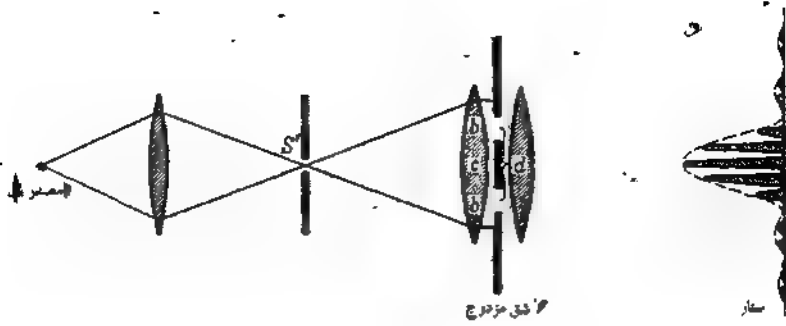
شكل ١٦ - ١ : إنحاط الحيود الناتجة من (أ) شق أحادي ضيق ، (ب) شقان صيقان ، (ج) شقان أكبر عرضاً ، شق واحد أكبر عرضاً .

ولكنها تقل تدريجياً ويبطئ إلى الصفر على كلا الجانبين ثم تظهر ( بعد ذلك ) بشدة أقل مرتين أو ثلاث مرات قبل أن تصبح خافتة جداً بحيث لا يمكن مشاهدتها إلا بصعوبة كبيرة . نفس هذه التغيرات تحدث أيضاً ، ولكن بسرعة أكبر كثيراً ، في الشكل ١٦ - ١ (ج) الذي يمثل حالة شقين عرضهما أكبر قليلاً مما في الحالة الأولى .

## ١٦ - ٢ اشتقاق معادلة الشدة

الإشتقاق معادلة الشدة في حالة الشق المزدوج تتبع نفس الطريقة السابق إستخدامها في حالة الشق الأحادي في القسم ١٥ - ٢ ، ولكن يحدود التكامل في المعادلة ( ١٥ - ٢ ) يجب أن تتغير هنا بحيث تتضمن جزئاً الجبهة الموجية النافذين خلال الشق المزدوج\* . وعليه فإذا كان لدينا شقين متساوي العرض  $b$  تفصلهما مسافة معتمة

\* من الواضح أن نتائج هذا الإشتقاق تمثل حالة خاصة من المعادلة العامة لعدد قدره  $N$  من الشقوق والتي سوف نستنتجها بطريقة السمات المركبة في الفصل التالي .



شكل ١٦ - ٢ . الجهاز المستخدم لمشاهدة حيود فراونهوفر الناتج من شق مزدوج في هذا الرسم  $c = 2b$  ، أى  $d = 3b$  .

عرضها  $c$  ، كما في الشكل ١٦ - ٢ ، فإننا نستطيع إختيار نقطة الأصل في مركز  $c$  ، وبذلك يمتد التكامل من  $s = d/2 - d/2$  إلى  $s = d/2 + b/2$  . هذا يعطى :

$$y = \frac{2a}{xk \sin \theta} \{ \sin [\frac{1}{2}k(d + b) \sin \theta] - \sin [\frac{1}{2}k(d - b) \sin \theta] \} [\sin (\omega t - kx)]$$

الكمية الموجودة بين القوسين المزدوجين على الصورة  $\sin (A+B) - \sin (A-B)$  وبذلك هذه الكمية نحصل على :

$$(١ - ١٦) \quad y = \frac{2ba \sin \beta}{x \beta} \cos \gamma \sin (\omega t - kx)$$

حيث ، كما سبق :

$$\beta = \frac{1}{2}kb \sin \theta = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta$$

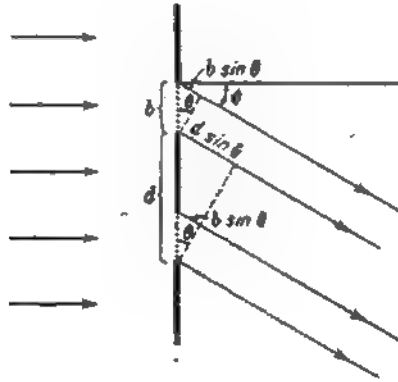
وحيث :

$$(٢ - ١٦) \quad \gamma = \frac{1}{2}k(b + c) \sin \theta = \frac{\pi}{\lambda} d \sin \theta$$

ولكن الشدة هنا تتناسب مع مربع السعة في المعادلة (١ - ١٦) ، ومن ثم فإذا وضعنا  $ba/x = A_0$  كما سبق فإننا نحصل على :

$$(٣ - ١٦) \quad I = 4A_0^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \cos^2 \gamma$$

العامل  $(\sin^2 \theta)/\beta^2$  في هذه المعادلة هو نفس العامل السابق إستثاقه في حالة شق أحادي عرضه  $b$  في الفصل السابق ( المعادلة (١٥ - ٤) : أما العامل الثاني  $\cos^2 \gamma$  فإنه يمثل مقداراً مميزاً لنمط الحيود الناتج من حزمتين متساويتي الشدة وفرق الطور بينهما  $S$  ، كما وضحا سابقاً في المعادلة (١٣ - ٢) بالقسم ١٣ - ٣ . وقد وجدنا آنذاك أن الشدة تتناسب مع  $\cos^2 (\delta/2)$  ، وعليه فإن التعبيرين يتناظران إذا وضعنا  $\gamma = \delta/2$  هذا يبين أن الشدة تصبح صفراً عندما يكون أحد هذين العاملين صفراً . وهذا يحدث بالنسبة للعامل الأول عندما تكون  $\beta = \pi, 2\pi$  وبالنسبة للعامل الثاني عندما تكون  $\gamma = \pi/2$  ويمكننا أن نرى من الشكل ١٦ - ٣ أن هذين المتغيرين مستقلان أحدهما عن الآخر . ذلك أن فرق المسير من حافتى شق معين إلى الستار هو  $b \sin \theta$  ، كما هو مبين . وعليه فإن فرق الطور المناظر ،



شكل ١٦ - ٣ : فرق المسير بين الأشعة الموازية التي تترك شقاً مزدوجاً .

طبقاً للمعادلة (١٥ - ٣) ، هو  $(2\pi/\lambda)b \sin \theta$  ، الذي يساوى  $2\beta$  . بالمثال فإن فرق المسير بين أى نقطتين متناظرتين في الشقين ، كالنقطتين على الحافتين السفليتين للشقين والموضحتين في الشكل ، هو  $d \sin \theta$  وفرق الطور بينهما هو  $\delta = (2\pi/\lambda)d \sin \theta = 2\gamma$  ، إذن ، بدلالة أبعاد الشقين :

$$\frac{\delta}{2\beta} = \frac{\gamma}{\beta} = \frac{d}{b} \quad (١٦ - ٤)$$

### ١٦ - ٣ مقارنة بين نمط الشق الأحادي والشق المزدوج

من المفيد أن نقارن نمط الشق المزدوج بذلك النمط الناتج من شق أحادي متساوي العرض مع كل من الشقين . لهذا يتبادل مقارنة التأثير الناتج من الشقين في الترتيب الموضحة في الشكل ١٦ - ٢ بذلك التأثير الذي نحصل عليه إذا ما غطى أحد الشقين

كلية يستار معتم . إذا فعلنا ذلك فأتنا سوف نشاهد أنماط حيود الشق الأحادي المناظر ، وهذه ترتبط بأنماط الشق الثنائي كما هو موضح في الشكل ١٦ - ١ (أ) و (د) . وسوف يلاحظ هنا أن شدة هدب التداخل في نمط الشق الثنائي تافز الشدة في نمط الشق الأحادي في أية نقطة . وإذا غطي أحد الشقين فأتنا نحصل على نفس نمط الشق الأحادي بالوسط في نفس الموضع ، أما إذا كان الشقان مفتوحين كلاهما فإننا لن نحصل على نمط شق أحادي بضعف الشدة ، ولكن النمط بدلاً من ذلك سوف ينقسم إلى نهايات عظمى ونهايات صغرى تسمى هدب التداخل . وعندئذ تكون قيمة الشدة عند النهاية العظمى هذه الهدب أربع أضعاف شدة نمط الشق الأحادي في هذه النقطة ، بينما تكون الشدة صفراً في مواضع النهايات الصغرى ( أنظر القسم ١٣ - ٤ ) .

#### ١٦ - ٤ التمييز بين التداخل والحيود

لتفسير النتائج السابقة يمكننا بناءً على ما تقدم أن نقول إن الضوء النافذ خلال الشقين يعاني تداخلاً بعضه مع بعض مما يؤدي إلى تكوين هدب من النوع الناتج من تداخل حزمتين ضوئيتين ، ولكن شدة هذه الهدب نحدد بكمية الضوء الواصل إلى نقطة معينة على الستار بفضل الحيود الحادث عند كل شق . وفيه الشدة النسبية في النمط المحصل كما تعطى بالمعادلة ( ١٦ - ٣ ) هي تماماً نفس القيم التي نحصل عليها بضرب دالة شدة نمط التداخل الناتج شقين متاهي الضيق تفصلهما مسافة  $d$  ( المعادلة ( ١٣ - ٢ ) . في دالة شدة نمط الحيود الناتج من شق واحد عرضه  $b$  [ المعادلة ( ١٥ - ٤ ) ] . ومن ثم يمكننا اعتبار أن النتيجة تعزى إلى التأثير المشترك للتداخل بين الأشعة الصادرة من النقط المتناظرة في الشقين والحيود الذي يعين كمية الضوء الخارج من كل شق بزاوية معينة . ولكن الحيود هو مجرد تداخل جميع الموجات الثانوية الصادرة من مختلف عناصر الجبهة الموجية . ويمكننا أن نقول إن النمط بأكمله هو نمط تداخل . من الصحيح أيضاً أن نعتبره نمط حيود لأنه يتكون نتيجة للجمع المباشر لتأثيرات جميع عناصر الجزء المعرض من الجبهة الموجية كما رأينا عند اشتقاق دالة الشدة في القسم ١٦ - ٢ . ومع ذلك فإذا اقتصرنا مصطلح التداخل على تلك الحالات التي يحدث فيها تحور السعة نتيجة لتراكب عدد محدود ( صغير عادة ) من الحزم ، ومصطلح الحيود على تلك الحالات التي تتعين فيها السعة بالتكامل على عناصر متاهية الصغر من الجبهة الموجية ، عندئذ يمكننا القول إن نمط الشق المزدوج هو نتيجة لتحاد معقد بين التداخل والحيود . ذلك أن تداخل الحزمتين الضوئيتين الماريتين خلال الشقين ينتج نهايات عظمى

وصغرى ضيقة تعطى بالعامل  $\gamma \cos^2$  أما الحيود ، الممثل بالعامل  $(\sin^2 \beta)/\beta^2$  فإنه يعدل  $\gamma$  بالتداخل هذه . ومع ذلك لا يجب أن يُضل الطالب بهذه العبارة إلى الاعتقاد أن حل شيء مختلف عن حالة معقدة جداً من حالات التداخل .

### ١٦ - ٥ مواضع النهايات العظمى والصغرى . الرتب المفقودة

وأيضاً في القسم ١٦ - ٢ أن الشدة تصبح صفراً عندما تكون  $\gamma = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, \dots$  ويصاعداً تكون  $\beta = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$  المجموعة الأولى من هاتين المجموعتين هي النهايات الصغرى في نمط التداخل ، وحيث إن  $\gamma = (\pi/\lambda)d \sin \theta$  بالتعريف ، إذن تحدث هذه النهايات الصغرى عند الزوايا  $\theta$  التي تحقق العلاقة :

$$(16-5) \quad d \sin \theta = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots = (m + \frac{1}{2})\lambda$$

حيث  $m$  أى عدد صحيح بما فيها الصفر . المجموعة الثانية من النهايات الصغرى هي نهايات الصغرى في نمط الحيود ، وحيث إن  $\beta = (\pi/\lambda)a \sin \theta$  ، فهي إذن تحدث عند :

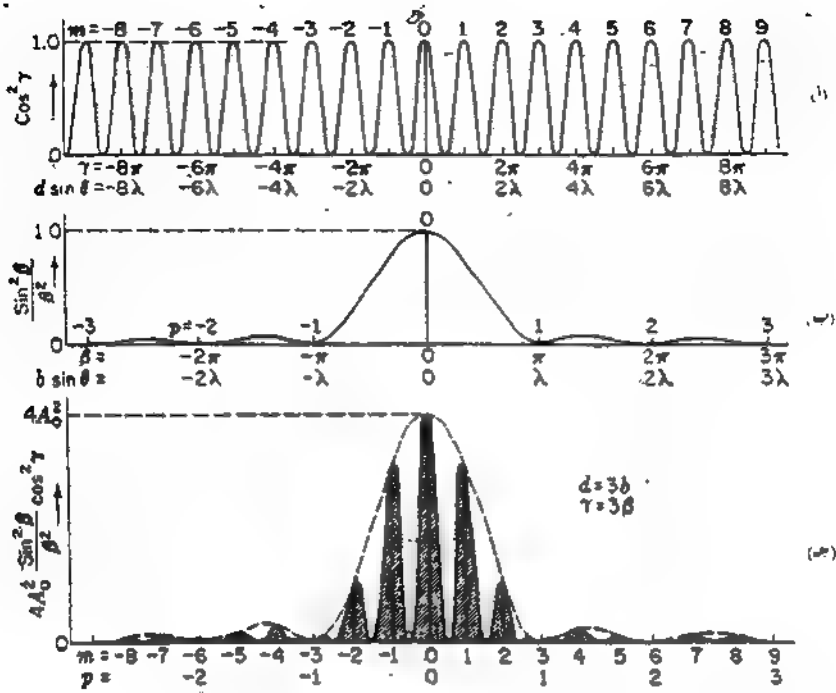
$$(16-6) \quad b \sin \theta = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots = p\lambda$$

ملاحظة أن أصغر قيمة للمعد  $p$  هي ١ . هذا عن مواضع النهايات الصغرى في النمط . أما المواضع المبسطة للنهايات العظمى فإنها لا تعطى بأية علاقة بسيطة ، ولكن يمكن إثبات مبراهين التقريبية بإهمال تغير العامل  $(\sin^2 \beta)/\beta^2$  ، وهذا الفرض يكون صحيحاً فقط عندما يكون الشقان ضيقين جداً وعندما نتعامل مع النهايات العظمى القريبة من المركز للنمط ( الشكل ١٦ - ١ (ب) ) حيث سوف تتعين مواضع النهايات العظمى بالعامل  $\cos^2$  وحده ، وهو يصل إلى القيم العظمى عند  $\gamma = 0, \pi, 2\pi, \dots$  أى أن :

$$(16-7) \quad d \sin \theta = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots = m\lambda$$

نصحيح  $m$  يمثل فيزيائياً عدد الأطوال الموجية في فرق المسير بين نقطتين متناظرتين في الشقين ( أنظر الشكل ١٦ - ٣ ) ويمثل رتبة التداخل .

شكل ١٦ - ٤ (أ) يمثل مخططاً للعامل  $\gamma \cos^2$  وقد وضحت هنا قيم الرتبة ، أى الطور  $\delta/2 = \gamma$  وأيضاً قيم فرق المسار للنهايات العظمى المختلفة . هذه النهايات متساوية جميعاً في الشدة ويبعد بعضها عن بعض بمسافات متساوية على مقياس ، أو عملياً على مقياس  $\theta$  لأن  $\sin \theta \approx \theta$  عندما تكون  $\theta$  صغيرة ، وبذلك تحدث النهايات العظمى عند الزوايا  $\theta = 0, \lambda/d, 2\lambda/d, \dots$  عندما يكون عرض الشق  $b$  محدوداً يجب أن



شكل ١٦ - ٤ : منحنيات الشدة في حالة شق مزدوج عندما تكون  $d = 3b$

يؤخذ العامل  $(\sin^2 \beta)/\beta^2$  في الاعتبار . هذا العامل وحده يعطى مجرد نمط الشق الأحادي السابق مناقشته في الفصل السابق ، وهو مخطط في الشكل ١٦ - ٤ (ب) . أما النمط الكامل للشق المزدوج كما يعطى بالمعادلة (٣ - ٣٦) فإنه حاصل ضرب هذين العاملين ، ومن ثم يمكن الحصول عليه بضرب الأحداثيات الرأسية للمنحنى (أ) في الأحداثيات الرأسية للمنحنى (ب) والناث  $4A_0^2$  هذا النمط موضح في الشكل ١٦ - ٤ (ج) . وسوف تعتمد النتيجة على المقياس النسبي للمحورين الأفقيين للمقدارين  $\gamma, \beta$  والذي أخير في الشكل بحيث يكون  $\gamma = 3\beta$  لاحتداثي أفقي معين . ولكن العلاقة بين  $\gamma, \beta$  لزاوية معينة  $\theta$  تتعين ، طبقاً للمعادلة (١٦ - ٤) ، بالنسبة بين عرض الشق والمسافة بين الشقين . وعليه فإذا كانت  $d = 3b$  فإن المنحنيين (أ) و (ب) يرسمان بنفس مقياس  $\theta$  وبالنسبة للحالة الخاصة بشقين عرض كل منهما  $b$  تفصلهما مسافة معينة عرضها  $C = 2b$  فإن المنحنى (ج) ، وهو حاصل ضرب (أ) و (ب) ، يعطى عندئذٍ المنحنى المحصل . ولكن مواضع النهايات العظمى في هذا المنحنى تختلف قليلاً عن

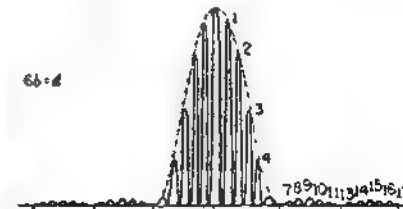
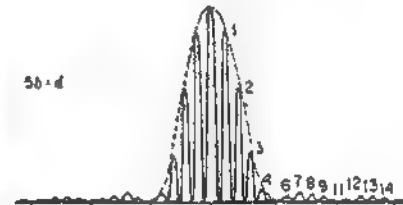
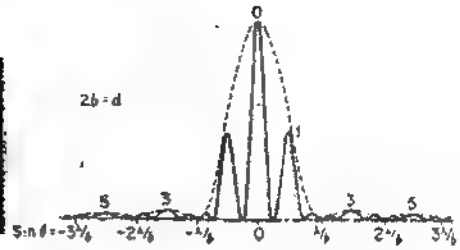
مواضعها في المنحنى (أ) لجميع النهايات العظمى ما عدا النهاية العظمى المركزية ( $m=0$ ) . ذلك أنه عندما تقترب الأحداثيات الرأسية القريبة من النهاية العظمى للمسحى (أ) في عامل يزداد أو يتناقص فإن الأحداثيات الرأسية على أحد جانبي النهاية العظمى تتغير بمقادير مختلفة عما في الجانب الآخر ، وهذا يزيح النهاية العظمى المحصلة قليلاً في الاتجاه الذي يزداد فيه هذا العامل . وعليه فإن مواضع النهايات العظمى في المنحنى (ج) لن تكون بالضبط هي نفس المواضع المعطاة بالمعادلة (١٦ - ٧) ولكنها تكون قريبة جداً منها في معظم الحالات .

لنعود الآن إلى تفسير الفروق في النمطين (ب) و (ج) بالشكل ١٦ - ١ ، والمبتعطين ليس انفصال الشقين  $b$  ولكن لقيمتين مختلفتين لعرض الشق  $b$  . النمط (ج) يمثل الحالة  $d=3b$  ، ومن الواضح أنه يتفق مع الوصف المذكور سابقاً في النمط (ب) كانت قيمة انفصال الشقين  $d$  هي نفس القيمة السابقة ، ولذلك فإن المسافات الفاصلة بين هذب التداخل تساوى نظيراتها في الحالة الأولى ، ولكن عرض الشق  $b$  هنا أصغر ؛  $d=6b$  . وفي الشكل ١٣ - ٤ كانت  $d=14b$  . هذا يؤدي إلى زيادة مقياس نمط الشق الأحادي بالنسبة إلى نمط الحيود . ومن ثم فإن تأثير نقص  $b$  ، مع ثبوت  $d$  ، هو مجرد زيادة عرض نمط الشق الأحادي الذي يعمل كغلاف لنمط التداخل كما هو مبين بالمنحنى المنقط في الشكل ١٦ - ٤ (ج) .

عند تثبيت عرض الشق  $b$  وتغير انفصال الشقين  $d$  يتغير مقياس نمط التداخل ، ولكن مقياس نمط الحيود يظل ثابتاً ؛ ويمثل الشكل ١٦ - ٥ مجموعة من الصور الفوتوغرافية الملتقطة لتوضيح ذلك . ولكي تتضح تفاصيل الأجزاء الضعيفة والقوية في النمط أخذت ثلاث لقطات بأزمنة تعريض مختلفة لكل من هذه الأنماط . وقد ميزت النهايات العظمى في المنحنيات بالرتبة  $m$  كما أعطى أيضاً تدرج معين للمواضع الزاوية  $\theta$  على المحور الأفقي . بدراسة هذه الأشكال يظهر لنا أن هناك رتب معينة مفقودة ، أو على الأقل أن نهايتين عظميين قد تضاءلتا إلى شدة منخفضة جداً . هذه الرتب المفقودة تحدث عندما يتحقق شرط نهاية عظمى للتداخل ، المعادلة (١٦ - ٧) ، وشرط نهاية صغرى للحيود ، المعادلة (١٦ - ٦) ، كلاهما عند نفس قيمة  $\theta$  ، أي عند .

$$b \sin \theta = p\lambda \quad \text{و} \quad d \sin \theta = m\lambda$$

ومنه :



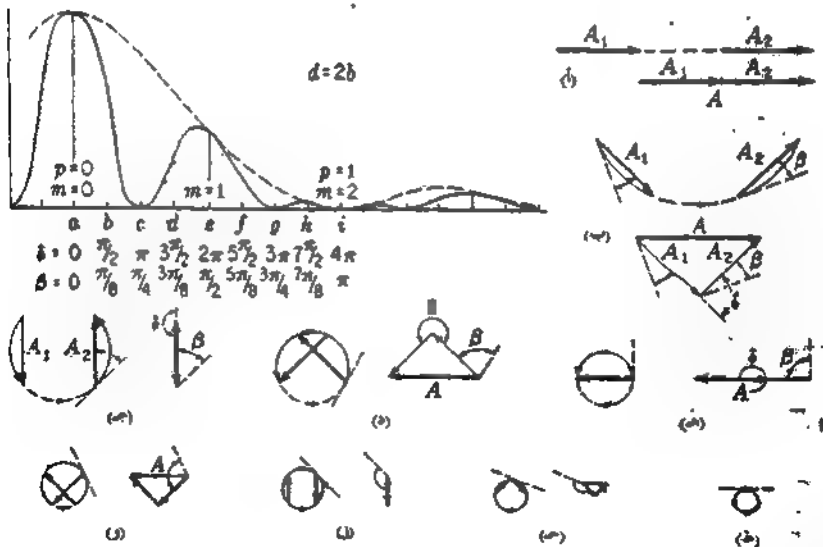
شكل ١٦ • صور فوتوغرافية لأنماط حيود الشق المزدوج ومسحيات شدتها .

( ١٦ - ٨ )

$$\frac{d}{b} = \frac{m}{p}$$

وحيث إن  $p, m$  عددين صحيحان ، إذن  $d/b$  يجب أن تكون نسبة بين عددين صحيحين لكي يكون لدينا رتب مفقودة . هذه النسبة تعين الرتب المفقودة ، بحيث إذا كانت  $d/b = 2$  فإن الرتب  $2, 4, 6, \dots$  تكون مفقودة ؛ وعندما تكون  $d/b = 3$  فإن الرتب  $3, 6, 9, \dots$  تكون رتباً مفقودة ، وهكذا . أما إذا كانت  $d/b$  فإن الشقين يلتحمان تماماً ولذلك يجب أن تكون جميع الرتب مفقودة . ومع هذا يمكننا إثبات أن النهايتين العظميين اللتين تتعلق إليهما كل رتبة تناظران تماماً النهايتين العظميتين الجانبيتين في غط شق أحادي عرضه  $2b$  .

صورتنا الفيزياء للسبب في عدم ظهور الرتب المفقودة كالتالي . لنأخذ ، مثلاً ، الرتبة المفقودة  $m = +3$  في الشكل ١٦ - ٤ (ج) ، هذه النقطة على الستار تبعد عن مركز أحد الشقين مسافة تزيد بمقدار ثلاث أطوال موجية تماماً عن المسافة بينها وبين مركز الشق الآخر . لذلك يمكننا أن نتوقع أن الموجات المنبعثة من الشقين تصل متطابقة وتنتج نهاية عظمى . ومع ذلك فإن هذه النقطة تبعد في نفس الوقت عن إحدى حافتي شق معين مسافة تزيد بمقدار طول موجي واحد عن بعده عن الحافة الأخرى لنفس



شكل ١٦ - ٦ : كيفية الحصول على منحنى الشدة في غط الشق المزدوج بالجمع الياني للسعات .

مشق . لهذا فإن جمع الموجات الآتية من شق معين يعطى شدة تساوى الصفر تحت هذه الشروط . هذا صحيح بالنسبة لكل من الشقين . وبالرغم من أننا نجمع إسهامى الشقين فإن كلا الإسهامين يساوى صفراً ، ولذلك يجب أن يعطيا محصلة تساوى صفراً .

## ١٦ - ٦ منحنى الاهتزاز

الطريقة السابق تطبيقها فى القسم ١٥ - ٤ لإيجاد السعة المحصلة بيانياً فى حالة الشق الأحادى قابلة للتطبيق أيضاً فى هذه المسألة . كتوضيح لذلك نأخذ شقاً مزدوجاً عرض كل شق فيه يساوى عرض الحيز المعتم الفاصل بينهما ، أى أن  $d = 2b$  ؛ فى هذه الحالة يظهر نمط هذا الشق المزدوج كما هو موضح بالصورة الفوتوغرافية فى الجزء العلوى من الشكل ١٦ - ٥ . وكما سبق ، يعطينا رسم يبين اتجاهات إسهامات السعة الناتجة من شق واحد قوساً من دائرة ، وكذلك فإن الفرق بين ميل المماسين للقوس فى نقطتي نهايتيه هو فرق الطور  $2\beta$  بين الإسهامين الناتجين من حافتي الشق . والآن يجب أن يرسم مثل هذا القوس لكل من الشقين ، ويجب أن يرتبط القوسان أحدهما بالآخر بحيث تختلف أطوار ( أى ميل المماسات ) النقط المتناظرة على الشقين بمقدار  $2\gamma$  أو  $\delta$  . وحيث إن  $d = 2b$  فى الحالة الحاضرة ، إذن يجب أن تكون  $\gamma = 2\beta$  أو  $\delta = 4\beta$  . وعليه فإن كلا القوسين فى الشكل ١٦ - ٦ (ب) ، الذى يمثل منحنى الاهتزاز فى الحالة  $\beta = \pi/8$  يقابلان زاوية قدرها  $(2\beta) = \pi/4$  وهى فرق الطور بين حافتي كل شق ، كما يفصل بين القوسين زاوية قدرها  $\pi/4$  بحيث يختلف الطور بين النقط المتناظرة على القوسين بمقدار  $\delta (= \pi/2)$  الآن أصبحت الإسهامات المحصلة من الشقين ممثلة فى السعة والطور بوترى هذين القوسين ، أى  $A_1$  ،  $A_2$  . الأشكال (أ) إلى (ط) تمثل النقط ذات العلاقة الواحدة على منحنى الشدة . وهنا يجب أن نتذكر أن الشدة تتعين بمربع السعة المحصلة  $A$  ، وهى المجموع الإنجامى للسعتين  $A_1$  ،  $A_2$  .

فى هذا المثال كان الشقان واسعين نسبياً بالمقارنة بالمسافة الفاصلة بينهما ، وبزيادة فرق الطور يزداد إنحاء كل من قوس منحنى الاهتزاز زيادة سريعة ، ومن ثم فإن المتجهين  $A_1$  ،  $A_2$  يقلان بسرعة فى الطول . عندما يكون الشقان أكثر ضيقاً نحصل على عدد أكبر من هدب التداخل فى النهاية العظمى المركزية بنمط الحيود لأن طولى القوسين أصغر بالنسبة إلى نصف قطر إنحاء الدائرة . عندئذ يتناقص المتجهان  $A_1$  ،  $A_2$  فى الطول ببطء مع زيادة  $\beta$  ، ومن ثم فإن شدة النهايات العظمى لا تقل بسرعة كبيرة . وفى

عندما يقترب عرض الشق  $a$  من الصغر تصبح السعتان  $A_1, A_2$  ثابتين ، وفي هذه الحالة يعزى تغير الشدة المحصلة إلى التغير في زاوية الطور بينهما .

## ١٦ - ٧ تأثير الإلتساع المحدود لشق المصدر

في المعالجة السابقة افترضنا أن عرض شق المصدر (  $S$  في الشكل ١٦ - ٢ ) كبير . هذا تبسيط شديد في الواقع ولا يتحقق بالضبط عملياً . وقد كان ذلك ضرورياً لكي تستطيع العدسة إمداد رتل واحد من الموجات المستوية الساقطة على الشق مردوج . في غير تلك الحالة ستكون هناك مجموعات مختلفة من الموجات الساقطة بزوايا مختلفة ، فليلاً وهي تلك الموجات الصادرة من النقاط المختلفة في شق المصدر . وهذه الموجات بالتالي سوف تكون مجموعات مختلفة من الهدب المزاخه قليلاً بالنسبة إلى بعضها البعض كما هو موضح في الشكل ١٦ - ٧ (أ) . وقد رسمت النهايات العظمى في نمط الشدة حل منتظمة في الشدة في الشكل للتبسيط ، أى إننا أهملنا تأثيرات الحيود . لنفرض  $P, P'$  خطان مضيقان يعملان كمصدرين . هذان قد يكونان شقين ضيقين أو فيتلشي مصباح ، وهو الأفضل لأننا لا نفترض أنهما مصدران متماسكان . فإذا كنت  $Q, Q'$  موضعى النهايتين العظميين المركزيين لغطى التداخل الناتجين منهما ، فإن إزاحة الهدب  $QQ'$  سوف تقابل عند الشق المزدوج نفس الزاوية  $\alpha$  التى تقابل لمصدرين . وإذا كانت هذه الزاوية كسراً صغيراً من الانفصال الزاوى  $\lambda/d$  لهدبتين اثنتين في أى من النقطتين ، فإن توزيع الشدة المحصلة سوف يظل شبيهاً بالمنحنى  $\cos^2 \gamma$  الحقيقى بالرغم من أن الشدة لن تعبط إلى الصفر عند النهايات الصغرى .

هذا وتوضح المنحنيات (ب) في الشكل ١٦ - ٧ المواضع النسبية للمنطتين ومجموعهما ؛ أما المنحنيات (ج) و (د) فتوضح تأثير زيادة المسافة الفاصلة  $PP'$  .

نسبة للمنحنيات (د) تكون الهدب مختلفة تماماً في الخطوة ، ومن ثم لا يظهر في الشدة تغيرات على الإطلاق . وهكذا ، ففي نقطة مثل  $Q$  تنطبق النهاية العظمى لأحد

عظمين مع النهاية الصغرى التالية للآخر بحيث يكون فرق المسير  $PAQ - P'AQ = \lambda/2$  .

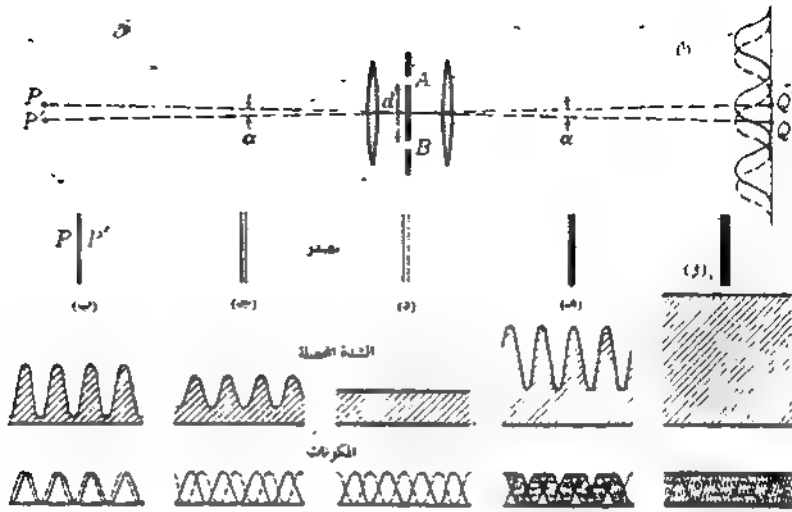
بعبارة أخرى نقول إن  $P'$  تبعد عن  $A$  تبعد بمسافة تزيد عن بعدها عن  $P$  بمقدار نصف

طول الموجة تماماً . وعليه فإذا كانت شدة إحدى مجموعتي الهدب تعطى بالمقدار

$$I = 2A^2(1 + \cos \delta) \text{ أو } 4A^2 \cos^2 (\delta/2) \text{ فإن شدة الأخرى تعطى بالمقدار}$$

$$2A^2[1 + \cos (\delta + \pi)] = 2A^2(1 - \cos \delta)$$

مجموع هاتين الشدتين إذن ثابت ويساوى  $4A^2$  ولذلك لا تختفى الهدب كلية . شرط



شكل ١٦ - ٧ : تأثير المصدر المزدوج والمصدر العريض على هدب تداخل الشق المزدوج .

إختفاء هذه الهدب هو  $\alpha = \lambda/2d$  وإذا إزدادت  $PP'$  أكثر من ذلك فإن الهدب سوف تظهر ثانية وتصبح حادة مرة أخرى عند تساوى  $\alpha$  مع المسافة الهدبية ( أى المسافة بين هذين متتاليتين )  $\lambda/d$  ثم يختفي مرة أخرى ، وهكذا بوجه عام نقول أن شرط الإختفاء هو :

$$\alpha = \frac{\lambda}{2d}, \frac{3\lambda}{2d}, \frac{5\lambda}{2d}, \dots \quad \text{إختفاء هدب المصدر المزدوج ( ١٦ - ٩ )}$$

حيث  $\alpha$  هي الزاوية المقابلة للمصدرين عند الشق المزدوج .

لنحاول الآن هذه الظاهرة عندما يكون المصدر على هيئة شريط واحد منتظم الإضاءة عرصة  $PP'$  بدلاً من تكونه من شقين منفصلين . كل عنصر خطي من هذا الشريط سوف ينتج نظامه الخاص من هدب التداخل ، وعندئذ سيكون النمط المحصل عبارة عن مجموع عدد كبير جداً من مثل هذه الأنماط المزاحة بمقادير متناهية في الصغر بعضها بالنسبة إلى بعض . ويوضح الشكل ١٦ - ٧ ذلك للحالة  $\alpha = \lambda/2d$  أى لشق عرضه مناسب لكي يؤدي عمل النقط القصوى وحدها إلى الإختفاء التام للهدب كما في (د) . الآن تظهر في المنحنى المحصل تغيرات شديدة ، ولكي تصبح الشدة منتظمة يجب أن يزداد عرض الشق أكثر من ذلك وسوف يحدث الإختفاء الكامل الأول عندما يمتد المدى

المعطى بالهدب المركبة على تخوض الهدبة بأكمله وليس نصفه كما في الحالة السابقة . هذه الحالة موضحة في الشكل ١٦ - ٧ (و) لشق عرضه يقابل زاوية قدرها  $\alpha = \lambda/d$  بزيادة عرض الشق أكثر من ذلك سوف تعود الهدب إلى الظهور مرة أخرى ( رغماً عن ذلك ) مرة أخرى مميزة تماماً وبشدة تساوى الصفر بين الهدب . وعندما تصبح  $\alpha = 2\lambda/d$  تختفى الهدب إختفاءً كاملاً مرة أخرى ، وعموماً شرط الإختفاء كالتالى :

$$\alpha = \frac{\lambda}{d}, \frac{2\lambda}{d}, \frac{3\lambda}{d}, \dots$$

من المهم من الناحية العملية - عند مشاهدة هدب الشق المزدوج عملياً - أن نعلم إلى أى حد يمكننا زيادة عرض شق المصدر لكي نحصل على هدب قوية بدون إفساد تحديد الهدب بدرجة كبيرة . وسوف تعتمد القيمة المضبوطة لعرض الشق على معيارنا للهدب الواضحة ، ولكن قاعدة العمل الجيدة هي ألا يزيد عدم تطابق الهدب عن ربع قيمته عند الإختفاء الأول . فإذا كان  $f'$  البعد البؤرى للعدسة الأولى ، فإن هذا يناظر عرض أقصى مسموح لشق المصدر قدره :

$$PP' = f' \alpha = \frac{f' \lambda}{4d} \quad ( ١٦ - ١١ )$$

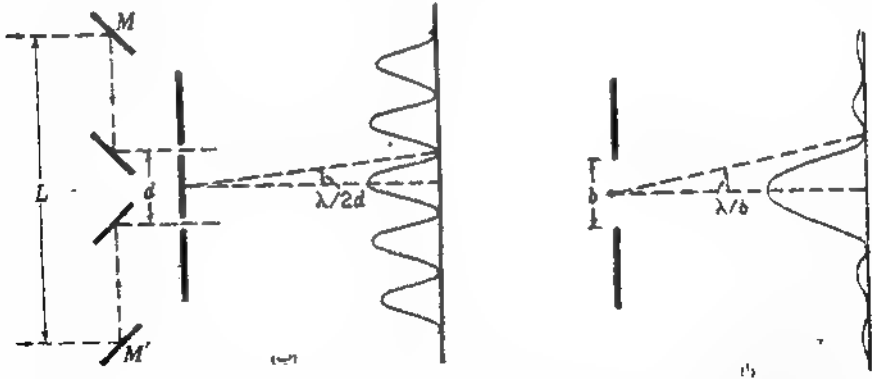
## ١٦ - ٨ مقياس التداخل النجمي لمايكلسون

رأينا في القسم ١٥ - ٩ أن أصغر إنفصال زاوى بين مصدرين نقطيين يمكنه أن يعطى صورتين تظهران منفصلتين في المستوى البؤرى لتلسكوب هو  $\theta_1 = \theta_2 = 1.22\lambda/D$  فعنده المعادلة ( المعادلة ( ١٥ - ١١ )  $D$  هو قطر شبيبة التلسكوب . لنفرض أن الشبيبة مغطاة بستار مثقوب بشقين متوازيين تفصلهما مسافة تساوى قطر الشبيبة تقريبا ، ويعتبر الانفصال  $d = D/1.22$  قيمة مناسبة إذا وجه التلسكوب الآن إلى نجم مزدوج وأدير البشقان إلى أن أصبحا متعامدين مع الخط الواصل بين النجمين فسوف يمكننا عادة مشاهدة هدب التداخل الناتجة من الشق المزدوج . ومع ذلك فإذا حدث أن كان الإنفصال الزاوى للنجمين هو  $\alpha = \lambda/2d$  وهذا شرط الإختفاء الأول طبقاً للمعادلة ( ١٦ - ٩ ) ، لن يرى ايه هدب . ذلك أن هدب أحد النجمين تخفى الآخر تماماً . وعليه فإننا نستدل من عدم ظهور الهدب عن أن النجم مزدوج ، فإن إنفصاله الزاوى يساوى  $\lambda/2d$  أو مضاعفاً ما لهذه الكمية . ( يمكن التأكد من المضاعفات بالرصد المباشر بدون الشق المزدوج ) لكن هنا الإنفصال يمثل فقط نصف الزاوية الصغرى لتحليل الشبيبة بأكملها  $2.22\lambda/D$  وهو  $\lambda/d$  في هذه الحالة . ومن المفيد في هذا الصدد

3

أن نَعقد مقارنة ، كما في الشكل ١٦ - ٨ ، بين أبعاد غط الحيود الناتج من فتحة مستطيلة عرضها  $b$  وغط التداخل الناتج من شقين ضيقين إنفصالهما  $d$  يساوي  $b$  . سوف نجد عندئذ أن إتساع النهاية العظمى المركزية في النمط الأول يمثل فقط نصف إتساعها في الحالة الثانية . لذلك يقال أحياناً أن من الممكن زيادة قدرة تحليل التلسكوب مرتان بوضع شق مزدوج فوق الشقبة ، ولكن هذه العبارة تحتاج إلى تحديدين هامين . (١) النجمان لا « يتحللان » بمعنى أنهما ينتجان صورتين منفصلتين ، ولكننا فقط نستدل على وجودهما من سلوك الهدب . (٢) يمكن أن يلاحظ طمس جزئي للهدب ، بدون الاختفاء تماماً ، عند إنفصالات أصغر كثيراً من  $\lambda/2d$  ، وهو ما يدل على وجود نجمين . ومن وجهة النظر هذه نقول إن أصغر إنفصال قابل للتحليل أصغر كثيراً مما تعنيه العبارة السابقة ؛ وعملياً يمثل أصغر إنفصال يمكن تحليله حوالى عُشر هذه الكمية .

يجرى القياس الفعلي للمسافة بين عنصري نجم مزدوج معين عادة باستخدام شق مزدوج يمكن التحكم في إنفصاله  $d$  ، ويتم ذلك كالتالي . تزداد المسافة بين الشقين تدريجياً إلى أن يحدث الاختفاء الأول ، وبقياس  $d$  بحسب الإنفصال الزاوي  $\alpha = \lambda/2d$  وبالطبع يجب أن يكون الطول الموجي الفعال لضوء النجم معلوماً وإلا وجب قياسه أولاً . ولكن المسافات الفاصلة بين عنصري النجم المزدوج لا تقاس بكثيراً بهذه الطريقة لأن قياسات ظاهرة دوبلر ( القسم ١١ - ١٠ ) تمثل طريقة أكثر دقة لكشف والقياس . من ناحية أخرى كانت طريقة تداخل الشق إلى وقت قريب\* هي



شكل ١٦ - ٨ . غط فراوهورف الناتج من (أ) فتحة مستطيلة ، (ب) شق مزدوج المسافة بين عنصريه يساوي عرض الفتحة و (أ) الشكل (ب) يوضح المرايا المساعدة الأربع المستخدمة في مقياس التداخل النجمي الفعلي

الطريقة الوحيدة لقياس قطر قرص النجم الأحادي ، وقد طبقها مايكلسون في عام ١٩٢٠ بنجاح لهذا الغرض .

من المناقشة المعطاه في القسم السابق يمكننا أن نرى أنه إذا كانت الزاوية المقابلة لمصدر - كقرص - النجم - محدودة فإننا نتوقع إختفاء الهدب لهذا السبب عندما تكون المسافة بين عنصري الشق المزدوج المركب على التلسكوب كبيرة بدرجة كافية . وقد كان مايكلسون أول من أثبت امكان تطبيق هذه الطريقة عملياً بقياس أقطار أقمار المشتري التي تقابل زاوية قدرها 1 second تقريباً . وفي هذه الحالة تكون قيم  $d$  عند الإختفاء الأول ستمترات قليلة فقط ، ولذلك يمكن إجراء القياسات باستخدام شق مزدوج ذي مسافة إنفصال متغيرة فوق شبيبة التلسكوب . ونظراً لأن المصدر عبارة عن قرص دائري بدلاً من فتحة مستطيلة يجب أن يدخل تصحيح في المعادلة  $\alpha = \lambda/d$  الخاصة بالمصدر الشقي . هذا التصحيح يمكن إيجاده بنفس الطريقة المستخدمة في ( إيجاد ) قدرة تحليل فتحة دائرية ، وهي تعطى نفس العامل . وقد وجد أن العلاقة  $\alpha = 1.22\lambda/d$  تعطى الإختفاء الأول في حالة المصدر القرصي . وبقياس الأقطار الزاوية للنجوم الثابتة القريبة الواقعة على مسافات معلومة من الأرض ، بفرض أن حجمها يساوى حجم الشمس ، سوف نحصل على زوايا أقل من 0.01second . وعليه فإن إنفصالات الشق المزدوج اللازمة لكشف قرص بهذا الحجم تتراوح بين 12cm, 6cm . ومن الواضح أن أى تلسكوب موجود حالياً لا يمكن أن يستخدم لقياس أقطار النجم بالطريقة السابق وصفها . العيب الآخر هو أن الهدب تكون دقيقة جداً بحيث يصعب فصلها .

حيث إن تلتطخ الهدب ناتج من تغيرات فرق الطور بين الضوء الواصل إلى الشقين من مختلف النقط على المصدر ، وجد مايكلسون أن من الممكن تكبير هذا الفرق الطوري بدون زيادة  $d$  . وقد تحقق هذا بإستقبال الضوء الآتي من النجم على مرأتين مستويتين  $M$  و  $M'$  ( شكل ١٦ - ب ) وعكسه إلى الشقين بهاتين المرأتين ومرأتين أخريتين . عندئذ سيوف يسبب تغير قدره  $\alpha$  في زاوية الأشعة الساقطة فرق مسير إلى الشقين قدره  $L\alpha$  حيث  $L$  هي المسافة  $MM'$  بين المرأتين الخارجيتين . الآن سوف تختفى الهدب عندما يساوى هذا الفرق  $\lambda$  1.22 ، وبذلك تكبر الحساسية نسبة قدرها  $L/d$  . في القياسات الفعلية كانت  $M$  و  $M'$  مرأتين أبعادهما 15cm مركبتين على عارضة أمام عاكس جبل ١٠٠ بوصة ويلسون (100-in Mt. Wilson reflector) بحيث يمكن إبعادهما مسيحياً هما عن الأخرى تماثلياً . في حالة النجم « السماء الرابع » وعلى سبل المثال .

حدث الاختفاء الأول للهدب عند  $L = 7.2 \text{ cm}$  ، وهذا يعنى أن القطر-  
الزاوى  $\alpha = 1.22\lambda/L$  يساوى 0.02 second فقط. وبعلومية بعد السماك الراجع عن الأرض  
نجد أن قطره الفعلى 27 مرة قدر قطر الشمس\* .

## ١٦ - ٩ مقياس التداخل الإرتباطى

الآن سنناقش طريقة أخرى لتعيين الأقطار النجمية ، وتعتمد هذه الطريقة على قياس  
كمية مرتبطة بطور الضوء الساقط من مصدر بعيد على احدى فتحتى مقياس التداخل  
النجمى لما يكلسون . حيث إن الشدة فى مجال ضوئى تتكون فى أية لحظة من عدد  
محدود من الأرتال الموجية ، أو الفوتونات ، يجب أن نتوقع تذبذبات فى الطور والشدة  
والاستقطاب . فإذا حدث تغير فجائى فى الشدة فإن ذلك يعزى إلى تغير فجائى فى  
تركيب المجال الفوتونى عند الشق ، وهذا بدوره قد يسبب تغيراً فجائى فى صافى الطور  
بالمثل فإن هدوءاً لحظياً فى تذبذبات الشدة يمكن ربطه بطور غير متغير . وهكذا يجب  
أن نتوقع أن التذبذبات فى الشدة مرتبطة بتذبذبات فى الطور . علاوة على ذلك نشير إلى  
أن هذه التذبذبات تحدث بتردد أصغر جداً من تردد الضوء نفسه .

هذا الإرتباط بين شدة المجال الضوئى والطور يسمى ظاهرة هاينورى - براون -  
تويس ، وقد إكتشف هؤلاء العلماء تلك ( الظاهرة ) بالتجربة فى عام ١٩٥٦ . وقد  
أدى هذا الأسلوب التخنّى فى النهاية إلى مقياس تداخل نجمى يفوق إلى حد بعيد مقياس  
التداخل لما يكلسون فى تحليل المصادر البعيدة ذات الحجم الزاوى المحدود . والميزة  
الأساسية فى هذا الجهاز هى أن إرتباط الشدة ليس حساساً للتغيرات الطفيفة فى إزاحة  
المركبات البصرية .

فى وقت هذه التجربة كانت المشكلة الرئيسية مركزة فى إبتكار طريقة لقياس إرتباط  
تذبذبات الشدة مع التحليل الضئيل بدرجة غير كافية لكشف تلك التذبذبات . وقد  
تحقق حل هذه المشكلة بإستخدام عاكس قاطع مكافئ منفصلين مركزين على مضاعفين  
صوتيين ( أنظر الشكل ١٦ - ٩ ) ، وقد وصل خرج هذين المضاعفين الصوتيين إلى  
مجموعة من الدوائر الكهربائية تعطى خرجاً يتناسب مع هذين الخرجين . هذا الخرج

\* يمكن أن تجد تفاصيل هذه القياسات فى

A. A. Michelson, "Studies in Optics,"

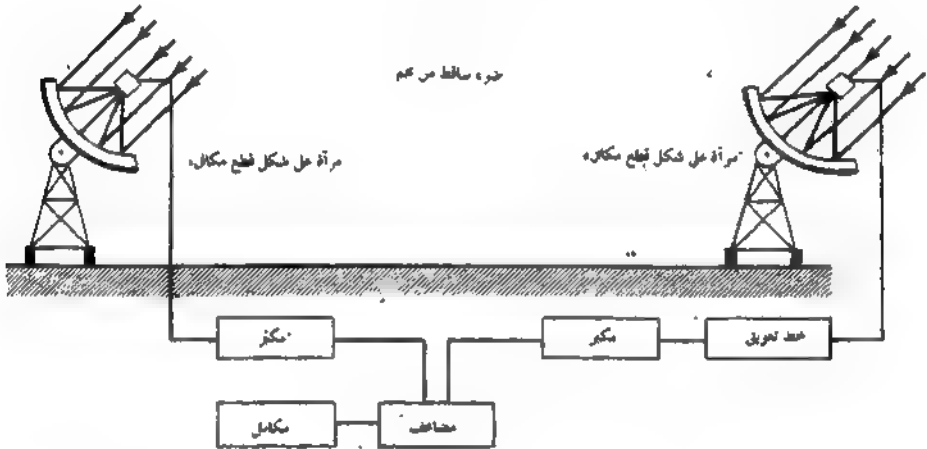
chap. 11, University of Chicago Press, Chicago, 1927.

† R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Correlation between Photons in Two

Coherent Beams of Light, Nature, 127:27 (1956).

بدورة يدخل في دائرة مكاملة أو دائرة إيجاد المتوسط . ويسمى تغير هذا الخرج مع المسافة بين المكشافين بدالة التداخل من الدرجة الثانية ، وهو عبارة عن نمط تداخل شبيه بما نحصل عليه في مقياس التداخل لما يكلسون ( تداخل من الرتبة الأولى ) . بهذه الطريقة يمكن إطالة المسافة الفاصلة بين الكاشفين بدون أن يحدث أى تلف للنمط التداخل نتيجة للتغيرات الطفيفة في موضعي المرآتين .

باستعمال مرايا المصايح الكاشفة العادية لتركيز ضوء النجم تركيزاً بؤرياً على المضاعفات الضوئية قام هابنورى - براون وتويس بدراسة النجم المسمى الشعرى الجمانية ووجدوا أن قطره الزاوى  $0.0069$  second of arc .



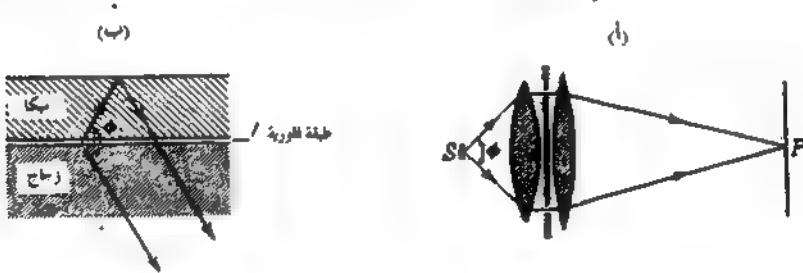
شكل ٩ - ٩ : المكشافان الكهربائيان الضوئيان ومجموعة الدوائر الكهربائية لمقياس تداخل إرتباطى ذى خط قاعدى طويل .

ومنذ ذلك الوقت بنى فى ناراني بإستراليا مقياس تداخل إرتباطى طول خطه القاعدى  $188\text{m}$  حيث تقاس أقطار زاوية صغيرة جداً تصل إلى  $0.0005$  second of arc ؛ وهذه القيمة تفوق إلى درجة كبيرة تلك النتائج التى يحصل عليها باستخدام مقياس التداخل النجمى لما يكلسون\* .

\* لمزيد من القراءة فى هذا الموضوع انظر W. Martienszen and E. Spiller, Coherence and Fluctuations in Light Beams, *Am. J. Phys.*, 32: 919 (1964); A. B. Haner and N. R. Isenor, Intensity Correlations from Pseudothermal Light Sources, *Am. J. Phys.*, 38: 748 (1970); and K. I. Kellerman, Intercontinental Radio Astronomy, *Sci. Am.*, 226: 72 (1972).

## ١٦ - ١٠ التداخل عريض الزاوية

إلى الآن لم نقل شيئاً عن أى حد للزاوية بين الحزمتين المتداخلتين عندما تتركبان المصدر الضوئى . اعتبر ، مثلاً ، نظام الشق الثنائى المين فى الشكل ١٦ - ١٠ (أ) . المصدر S هنا قد يكون شقاً ضيقاً ، ولكننا سنفترض أنه جسم ذاتى الإضاءة لتتأكد من عدم وجود تماسك بين الضوء الصادر من النقاط المختلفة عليه . وقد وجد بالتجربة أن الزاوية  $\phi$  يمكن زيادتها إلى حد كبير نسبياً بدون إفساد هذب التداخل وذلك بشرط أن نجعل الشق صيقاً فى نفس الوقت . ولكن إلى أى حد يمكن أن يكون الشق صغيراً ؟ هذا يتعين من حقيقة أن فرق الطور بين حافتى المصدر عند أية نقطة معينة على الستار مثل P يجب أن يكون أقل من  $\lambda/4$  والآن إذا كان s يرمز إلى عرض المصدر فإن المناقشة المعطاه فى القسم ١٠ - ١٥ تبين أن فرق المسير هذا سيكون  $2s \sin(\phi/2)$  . وعليه فبالنسبة لفرق قدره  $60^\circ$  لا يجب أن يزيد s عن ربع الطول الموجى أو  $1.3 \times 10^{-3} \text{cm}$  . للضوء الأخضر . وإذا زاد عرض المصدر عن هذه القيمة تختفى الهدب كلية عندما يكون فرق المسير  $\lambda$  وتظهر ثانية ثم تختفى مرة أخرى عندما يصبح فرق المسير  $2\lambda$  وهكذا ، كما فى مقياس التداخل النجمى تماماً . وباستخدام فتيلة دقيقة جداً



شكل ١٦ - ١٠ : طرق دراسة التداخل عريض الزاوية .

كمصدر كان باستطاعة شرودينجر كشف بعض التداخل عند تفرق زاوى كبير يصل إلى  $57^\circ$  .

فى عام ١٩١١ أجرى سيلينجى تجربة مكافئة تسمح بإستخدام زاويا تفرق أكبر كثيراً ( إلى  $180^\circ$  ) . والجزء الأساسى فى جهازه ، وهو موضح فى الشكل ١٦ - ١٠ (ب) ،

كان عبارة عن غشاء من سائل فلورى سمكه جزء من عشرين جزء من الطول الموجى موحود بين شريحة رقيقة من الميكا و سطح زجاجي مستوى . عندما يضاء هذا الغشاء بضوء قوى فإنه يصبح حيثئذ مصدر ضوئياً ثانوياً طوله الموجى أكبر قليلاً من الطول الموجى للضوء الساقط ( أنظر القسم ٢٢ - ٦ ) . وفى هذه الحالة يمكن مشاهدة التداخل فى اتجاه معين بين الضوء الآتى مباشرة من الغشاء والضوء المنعكس من السطح الخارجى للميكا . وبدراسة تغير وضوح الهدب مع الزاوية يمكن الوصول إلى إستنتاجات هامة عن خصائص الذرات المشعة للضوء ، وعما إذا كانت تشع ذوى القطبين أو ذوى الأربع أقطاب .. الخ على وجه الخصوص .

مسائل

١٦ - ١ شق مزدوج عرض كل من شقيه 0.140 mm والمسافة بين مركزيهما 0.840 mm .  
(أ) ما هى الرتب المفقودة ؟ (ب) ما القيمة التقريبية لشدة كل من الرتب  $m = 0$  إلى  $m = 6$  ؟  
الجواب

(أ) 6, 12, 18, 24, ... (ب)  $m = 0, 100\%$ ;  $m = 1, 91.2\%$ ;  $m = 2, 68.4\%$ ;  $m = 3, 40.5\%$ ;  $m = 4, 17.1\%$ ;  $m = 5, 3.65\%$ ;  $m = 6, 0\%$

١٦ - ٢ أضىء الشق المزدوج المذكور فى المسألة ١٦ - ١ بمجموعة ضوئية متوازية طولها الموجى 5000 Å وركز الضوء بؤرياً على ستار باستخدام عدسة بعدها البؤرى 50.0 cm . أرسم مخططاً بيانياً لتوزيع الشدة على الستار يشبه الشكل ٦ - ٤ (ج) على أن يمثل محوره الرأسى المسافة على الستار بالمليمترات . الرسم يجب أن يتضمن الرتب الأثنى عشرة الأولى على أحد جانبي النهاية العظمى المركزية .

١٦ - ٣ (أ) أرسم منحنى الإهتزاز لنقطة فى نمط حيود فراونهوفر الناتج من شق ثنائى عندما يكون فرق الطور فيها  $\delta = \pi/3$  إذا كان عرض الحيز المعتم بين الشقين ضعف عرض الشقين ذاتهما . (ب) ما قيمة  $m$  لهذه النقطة ؟ (ج) أوجد قيمة الشدة فى النقطة المعينة بالنسبة إلى شدة النهاية العظمى المركزية .

١٦ - ٤ شق مزدوج مكون من شقين عرض كل منهما 0.650 mm تفصل بين مركزيهما مسافة قدرها 2.340 mm . إستخدم الخط الأخضر  $\lambda = 5460.74 \text{ Å}$  المنبعث من قوس زنبقى لمشاهدة نمط حيود فراونهوفر على بعد 100 cm خلف الشقين . (أ) بفرض أن العين تستطيع تحليل هذين تقابلان زاوية قدرها 1 minute of arc ،

ما هو التكبير اللازم لفصل الهدبتين بالكاد ؟ (ب) ما عدد الهدب التي يمكن رؤيتها تحت النهاية العظمى المركزية ؟ (ج) وكم عدد الهدب التي يمكن رؤيتها تحت النهاية العظمى الجانبية الأولى ؟

الجواب : (أ)  $3.1 \times$  (ب) 71 fringes (ج) 35 fringes

١٦ - ٥ وضع شقان مزدوجان على قصد بصرى ، وكان إنفصال عنصري الشق الأول  $d_1 = 0.250 \text{ mm}$  أضواء هذا الشق بالضوء الأخضر النبعث من قوس ريتقى ،  $\lambda = 5460.74 \text{ \AA}$  ، واستخدم كمصدر مزدوج . وضعت العين على مسافة قريبة خلف الشق المزدوج الثاني ، وإنفصال عنصرية  $d_2 = 0.750 \text{ mm}$  ، فاستطاعت رؤية هدب الشق المزدوج بوضوح . وعندما حرك الشق المزدوج الثاني مقرباً من المصدر المزدوج إختفت الهدب تماماً في نقطة معينة ثم ظهرت ثم إختفت ... الخ (أ) أوجد أكبر مسافة تختفى الهدب عندها . (ب) أوجد أكبر مسافة تالية تعود الهدب فيها إلى الظهور ، (ج) وأكبر مسافة تختفى عندها الهدب مرة ثانية .

١٦ - ٦ وضع شق مزدوج عرض كل من شقيه  $b = 0.150 \text{ mm}$  والمسافة بين مركزيهما  $d = 0.950 \text{ mm}$  بين عدستين كما في الشكل ١٦ - ٧ (أ) علماً بأن البعد البؤرى للعدستين هو  $70 \text{ cm}$  . استخدم شق أحادى متغيراً العرض كمصدر للضوء في الموضع م. أضواء بضوء الزئبق الأخضر ذي الطول الموجي  $\lambda = 5461 \text{ \AA}$  طبقاً للمعيار المعادى للهدب الواضحة ، ما هو عرض الشق اللازم للحصول على أفضل شدة بدون تضحية كبيرة في الوضوح ؟

١٦ - ٧ حيث إن الشقين المتساوي العرض اللذين يمتازان بأن  $d = b$  يكونان شقاناً أحادياً عرضه ضعف عرض أى من الشقين ، أثبت أن المعادلة ( ١٦ - ٣ ) يمكن تحويلها إلى معادلة توزيع الشدة في حالة شق أحادى عرضه  $2b$  .

الجواب : نبدأ بالمعادلة ( ١٦ - ٣ ) ونستعمل المتساوية المتثلثة  $2 \sin \beta \cos \beta =$

$$I = 4A_0^2 (\sin^2 2\beta) / 4\beta^2 \text{ نحصل على}$$

١٦ - ٨ إذا كان  $d = 5b$  لشق مزدوج ، عين بالضبط مقدار إزاحة النهاية العظمى من الرتبة الثالثة في نمط فراونهوفر بالنسبة إلى الموضع المعطى بالمعادلة ( ١٦ - ٧ ) نتيجة للتعديل بفلاف الحلود . أفضل طريقة للحل هي رسم القيم المضبوطة للشدة بمحاور النهاية العظمى المتفرقة . غير عن إجابتك في صورة كسر من إنفصال الرتب .

١٦ - ٩ في تجربة للدراسة تأثير المسافة بين الشقين في شق مزدوج استخدم مصباح نتجست ذو فتيلة مستقيمة كمصدر وعدسة مجمعة بعدها البؤرى  $6.20 \text{ cm}$  أمام الشق الثاني ، وجربت إنفصالات مختلفة بزيادة المسافة  $d$  إلى أن تختفى الهدب . فإذا حدث هذا الإخفاء عند  $d = 0.350 \text{ mm}$  ، أحسب قطر الفتيلة . افترض أن

$$\lambda = 5800 \text{ \AA}$$

- ١٦ - ١٠ اشتق معادلة تعطى عدد نهايات التداخل العظمى الموجودة تحت النهاية العظمى المركزية في غط حيود شق ثنائي بدلالة المسافة  $d$  وعرض الشق  $b$
- الجواب  $N = 2d/b - 1$

## الفصل السابع عشر

### محزوز الحيود

إن أى وسيلة تكافئ في عملها عمل عدد من الفتحات الضيقة المتوازية التي لها نفس الغرض والتي تفصل بينها مسافات متساوية تسمى محزوز الحيود. ويتعامل بالتفصيل نموذج الحيود الناشئ عن المحزوز نظر الأهمية كأداة فعالة جداً في دراسة الأطياف . ومع أننا نجد أن هذا النموذج بالغ التعقيد إلا أنه يتفق في عدد من مظاهره مع تلك المظاهر في نموذج حيود الشق المزدوج الذي تمت معالجته في الباب السابق . وفي الواقع ، يمكن النظر إلى الحالة الأخيرة كمحزوز أولى له فتحتان فقط . مثل هذا المحزوز البسيط لا يستخدم كمطياف لأن المحزوز المستخدم عملياً ينبغي أن يحتوي على عدة آلاف من الفتحات الضيقة جداً . وسيضع هذا السبب عند دراسة الفرق بين نموذج حيود الشق المزدوج ونموذج الحيود لعدد من الفتحات .

#### ١٧ - ١ تأثير زيادة عدد الفتحات

عند النقاط صور فوتوغرافية لنماذج الحيود الناشئة عن فتحة واحدة وفتحتين وعدد أكبر من الفتحات الضيقة يمكن الحصول على مجموعة من الصور مماثلة لتلك الموضحة في الشكل ١٠١٧ ( ١ إلى ٥ ) . والمجموعة الضوئية المستخدمة في النقاط هذه الصور والمكونة من المصدر الضوئي والفتحة الضيقة والعدسات واللوح الفوتوغرافي مشابهة لتلك التي سبق وصفها في الأبواب السابقة ، والضوء المستخدم هو ضوء الخط الطيفي الأزرق لقوس زئبقى . لذلك تكون نماذج الحيود التي تم الحصول عليها من النوع المسمى بمحزوز فرونهور . وترجع هذه التسمية في الحقيقة إلى أن فرونهور كان أول من قام عام ١٨١٩ م بدراسة نماذج الحيود في حالة سقوط ضوء متوازي على محازيز الحيود ولقد صممت محازيز فرونهور الأولى بلف أسلاك رقيق حول مسامير قلاووظ متوازيين ، في حين أن المحازيز المستخدمة في الحصول على ضوء الشكل ١٧ - ١٠ تم صنعها بحديث من خطوط شفافة بآلة حادة في المستحلب الجيلاتيني على لوح فوتوغرافي بالكيفية المبينة في الفقرة ١٣ - ٢ .



(أ) فتحة واحدة



(ب) خمس فتحات



(ج) اثنان



(د) ست فتحات



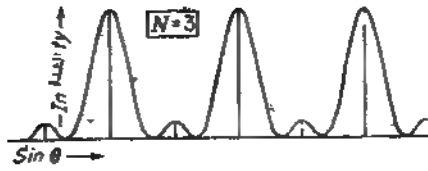
(هـ) ثلاث فتحات



(و) عذرون فتحة

شكل ١٧ - ١ : نماذج حيود فرونييه لمناظر تحتوي على أعداد مختلفة من الفتحات الضيقة .

والتعديل اللافت للنظر في نموذج الحيود عند زيادة عدد الفتحات يتمثل في تقلص اتساع النهايات العظمى للتداخل . ففي حالة الشق المزدوج يوجد بريق تتوقف شدته أساساً على مربع جيب تمام كما سبق بيانه في الباب السابق ، وبزيادة عدد الفتحات تزداد حدة النهايات العظمى الرئيسية بسرعة ، لتصبح على هيئة خطوط ضيقة في النموذج (و) من الشكل لعدد ٢٠ فتحة وثمة تغير آخر أقل أهمية يتضح في النماذج جـ ، د ، هـ ويتمثل في ظهور نهايات عظمى ثانوية ضعيفة ، بين النهايات العظمى الرئيسية ، يزداد عددها بزيادة عدد الفتحات . ففي حالة الفتحات الثلاث توجد نهاية عظمى ثانوية واحدة تبلغ شدتها ١١٪ من شدة النهاية العظمى الرئيسية . ويوضح الشكل ١٧ - ٢ منحى شدة الإضاءة المرسوم على أساس المعادلة النظرية ١٧ - ٢ في الفقرة التالية . ومن المفروض أن تكون كل فتحة على حدة ضيقة جداً . وتكون شدات النهايات العظمى محكومة في الواقع بنموذج حيود الفتحة الواحدة التي لها نفس عرض أى فتحة من الفتحات



شكل ١٧ - ٢ : النبائط العظمى الرئيسية والثانوية لثلاث فتحات ضيقة

المستخدمة . لذلك ينبغي أن تكون المنحنيات التي تغلف الشدة الضوئية متماثلة في النماذج المختلفة للشكل ١٧ - ١ إذا كان للفتحات نفس الغرض في جميع الحالات . وفي الحقيقة توجد اختلافات طفيفة في عرض الفتحات المستخدمة للحصول على بعض النماذج .

## ١٧ - ٢ توزيع شدة الإضاءة من محزوز مثالي

يمكن اتباع الطريقة المستخدمة في الفقرتين ١٥ - ٢ ، ١٦ - ٢ ، للفتحة الواحدة والشق المزدوج حيث يتم هنا إجراء التكامل على كل الفتحات ، الأمر الذي يصبح مزعجاً للغاية . وسنحاول بدلاً من هذا تطبيق طريقة أخرى أكثر فعالية تمثل في إضافة الساعات الفقرة ( ١٤ - ٨ ) . وسيكون الوضع هنا أكثر سهولة عما في حالة الانعكاسات المتعددة إذ أن الساعات في حالة المحزوز لها نفس المقدار . سنرمز لهذا المقدار بالرمز  $a$  ولعدد الفتحات بالرمز  $N$  . ولنرمز في الطور بالانتقال من فتحة إلى فتحة تالية بالرمز  $\delta$  ، لهذا تكون السعة الكلية هي مجموع المتسلسلة

$$Ae^{i\theta} = a(1 + e^{i\delta} + e^{i2\delta} + e^{i3\delta} + \dots + e^{i(N-1)\delta}) = a \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}} \quad (17 - 1)$$

ولإيجاد الشدة يمكن ضرب العلاقة السابقة في الكمية المركبة المترافقة لها كما في المعادلة ( ١٤ - م ) لينتج

$$A^2 = a^2 \frac{(1 - e^{iN\delta})(1 - e^{-iN\delta})}{(1 - e^{i\delta})(1 - e^{-i\delta})} = a^2 \frac{1 - \cos N\delta}{1 - \cos \delta}$$

وباستخدام المتطابقة المثلثية  $1 - \cos \alpha = 2 \sin^2 (\alpha/2)$  يمكننا عندئذ كتابة

$$(١٧ - ٢) \quad A^2 = a^2 \frac{\sin^2 (N\delta/2)}{\sin^2 (\delta/2)} = a^2 \frac{\sin^2 Ny}{\sin^2 \gamma}$$

حيث  $\gamma = \delta/2 = (\pi d \sin \theta)/\lambda$  . كما في حالة الشق المزدوج . ويمثل المقدار  $a^2$  شدة بفعل الحيود خلال فتحة واحدة ، وبعد إدخال قيمته من المعادلة ( ١٥ - ٤ ) نحصل في النهاية على شدة الضوء في نموذج فرونفهر لمحزوز مثالي وهي

$$(١٧ - ٣) \quad I \approx A^2 = A_0^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \frac{\sin^2 Ny}{\sin^2 \gamma}$$

وبالتعويض عن  $N = 2$  في هذه المعادلة فإنها تتحول إلى المعادلة ( ١٦ - ٣ ) للشق المزدوج .

### ١٧ - ٣ النهايات العظمى الرئيسية

يمكن أن يقال أن المعامل الجديد  $(\sin^2 Ny)/(\sin^2 \gamma)$  يمثل حد التداخل لعدد  $N$  من الفتحات . ويبلغ هذا الحد نهايته العظمى التي تساوى  $N^2$  عند  $\gamma = 0, \pi, 2\pi, \dots$  وبالرغم من أن تحارج القسمة كمية غير محددة إلا أن النتيجة يمكن الحصول عليها مع مراعاة أن :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\sin Ny}{\sin \gamma} = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{N \cos Ny}{\cos \gamma} = \pm N$$

هذه النهايات العظمى تناظر في مواضعها تلك الناتجة من الشق المزدوج حيث أنه لقيم  $\gamma$  الموضحة أعلاه

$$(١٧ - ٤) \quad \text{النهايات العظمى الرئيسية} \quad d \sin \theta = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots = m\lambda$$

لكها من ناحية أخرى تكون أكثر شدة بنسبة مربع عدد الفتحات . وتكون الشدات النسبية للرتب المختلفة  $m$  محكمة في جميع الحالات بغلاف نموذج حيود الفتحة الواحدة  $(\sin^2 \beta)/\beta^2$  ومن ثم تبقى العلاقة بين  $\beta$  و  $\gamma$  بدلالة عرض الفتحة والمسافة الفاصلة بين الفتحات [ المعادلة ( ١٦ - ٤ ) ] ثابتة ، كذلك الحال بالنسبة لشروط الرتب المختلفة [ المعادلة ( ١٦ - ٨ ) ] .

## ١٧ - ٤ النهايات الصغرى والنهايات العظمى الثانوية

لإيجاد النهايات الصغرى للدالة  $(\sin^2 Ny)/(\sin^2 \gamma)$  ، نلاحظ أن البسط يتلاشى في حالات أكثر من الحالات التي يتلاشى فيها المقام. ويحدث هذا عند قيم  $N, 2N, \dots$  أو بصفة عامة  $p\pi$  وفي الحالات الخاصة التي تكون فيها  $N, 2N, \dots$  تكون  $P = 0$ .  $\gamma = 0, \pi, 2\pi, \dots$  ولهذا يتلاشى أيضاً المقام عند هذه القيم ، ونحصل على النهايات العظمى الرئيسية الموضحة أعلاه ، وتعطى قيم  $P$  الأخرى نهاية صغرى للشدة تساوى الصفر لأن المقام لا يتلاشى في نفس الوقت . ويكون شرط النهايات الصغرى هو  $\gamma = p\pi/N$  مع استبعاد قيم  $P$  تلك التي تكون فيها  $P = mN$  حيث  $m$  الرتبة . وينظر قيم  $P$  هذه فوف المسار

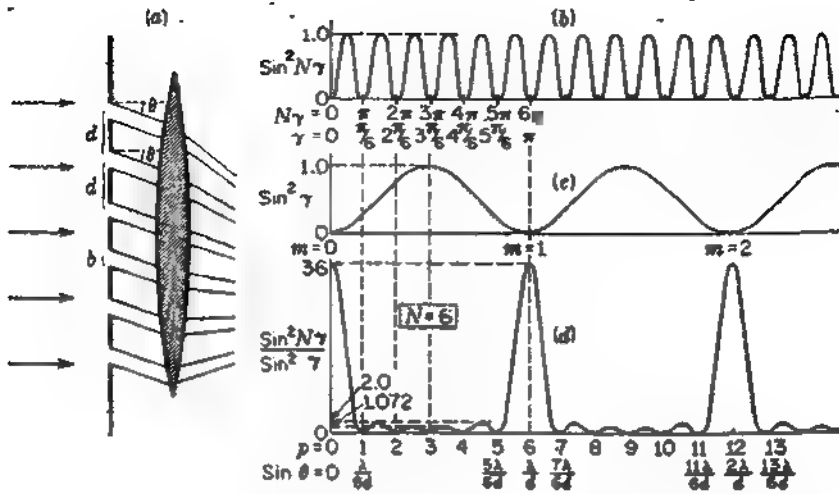
$$d \sin \theta = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \frac{3\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots$$

نهاية صغرى (١٧ - ٥)

ونحذف القيم  $N\lambda/N, 2N\lambda/N, \dots$  التي يكون فيها  $d \sin \theta = m\lambda$  والتي تمثل تبعاً للمعادلة (١٧ - ٤) النهايات العظمى . ولذلك سوف يوجد  $(N-1)$  من النقط عديدة الشدة بين أى نهايتين عظميين متجاورتين وسوف تفصل بين النهايتين الصغريتين تبين أعلى جانبي النهاية العظمى الرئيسية ضعف المسافة بين أى نهايتين صغريتين أخريتين.

وفيما بين النهايات الصغرى الأخرى سترداد الشدة من جديد ، لكن النهايات العظمى الثانوية الناتجة تكون شداتها أصغر كثيراً عن نظرائها في حالة النهايات العظمى الرئيسية . وبوضح الشكل ١٧ - ٣ تمثيلاً بيانياً للكميات  $\sin^2 N$  ،  $\sin^2$  وخارج قسمتهما التي تعطى توزيع شدة الإضاءة في نموذج التداخل لعدد ست فتحات . وتكون شدة النهاية العظمى الرئيسية  $N^2$  أو ٣٦ ولذلك رسم الشكل السفى بمقياس رسم أصغر . وشدات النهايات العظمى الثانوية موضحة أيضاً . هذه النهايات العظمى الثانوية ليست متساوية الشدة ، إذا أنها تتناقص على أى من جانبي النهاية العظمى الرئيسية كلما ابتعدنا عنها . كما أن المسافات الفاصلة بينها ليست متساوية ويرجع السبب في ذلك إلى أن النهايات العظمى الثانوية تكون مزاحة قليلاً نحو النهاية العظمى الرئيسية المجاورة .

وتتم مظاهر النهايات العظمى الثانوية عن تشابه كبير مع تلك المظاهر للنهايات العظمى الثانوية لنموذج الفتحة الواحدة . ومقارنة الجزء المركزى لنموذج الشدة في الشكل ١٧ - ٣ (د) مع الشكل ١٥ - ٤ للفتحة الواحدة سوف يؤكد مثل هذا

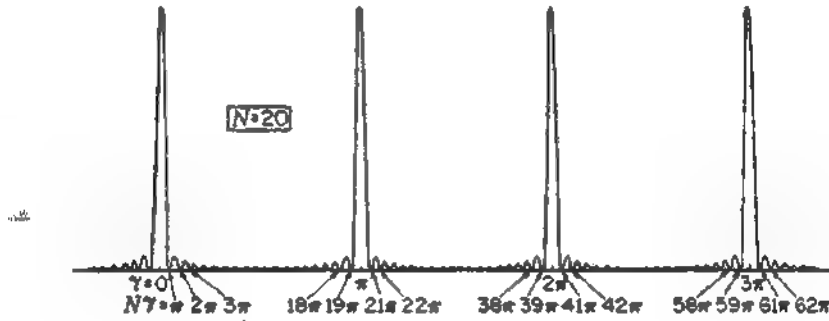


شكل ١٧ - ٣ : حيود فرونيوفر عزوز يحوى عل ست فتحات وتفاصيل نماذج الشدة

التشابه . ويزداد عدد النهايات العظمى الثانوية مع زيادة عدد الفتحات إذا إنها تساوى  $N-2$  . ويزداد في نفس الوقت تشابه أى نهاية عظمى رئيسية والنهاية العظمى الثانوية المجاورة لها مع نموذج الفتحة الواحدة . وموضح في الشكل ١٧ - ٤ منحنى التداخل لعدد  $N = 20$  المناظر للصورة الأخيرة الموضحة في الشكل ١٧ - ١ . يوجد في هذه الحالة ١٨ نهاية عظمى بين كل زوج من النهايات العظمى الرئيسية غير أن تلك القريبة فقط من النهايات العظمى الرئيسية هي التي تكون شدتها محسوسة ، وحتى هذه لا تكون من القوة كى تظهر على اللوح الفوتوغرافى . ويكون الإتفاق مع نموذج الفتحة الواحدة هنا تماماً . وستتم مناقشة السبب الفيزيائى لهذا الإتفاق في الفقرة ١٧ - ١٠ حيث سيتم بيان أن أبعاد النموذج المناظرة لتلك الأبعاد في حالة فتحة واحدة عرضها يساوى عرض المحزوز ككل . وحتى عندما يصبح عدد الفتحات صغيراً ، يمكن حساب شدات النهايات العظمى الثانوية بجميع عدد من مثل هذه النماذج للفتحة الواحدة ، واحدة لكل رتبة

## ١٧ - ٥ تكوين الأطياف بالمحزوز

تكون النهايات العظمى الثانوية التي تمت مناقشتها في الفقرة ١٧ - ٤ قليلة الأهمية بالنسبة لتكوين الأطياف باستخدام محزوز متعدد الفتحات. وتسمى النهايات العظمى التي تمت معالجتها في الفقرة ١٧ - ٣ باسم «خطوط الطيف» إذ أنه عندما يكون المصدر الأصلي للضوء بمثابة فتحة ضيقة تصبح هذه الخطوط حادة ساطعة على الخائل المعد لاستقبالها. وستكون هذه الخطوط موازية لفتحات المحزوز إذا كان للفتحة المضيفة بدورها نفس الاتجاه. وفي حالة ضوء أحادي اللون طول موجته  $\lambda$  تعطى الزوايا

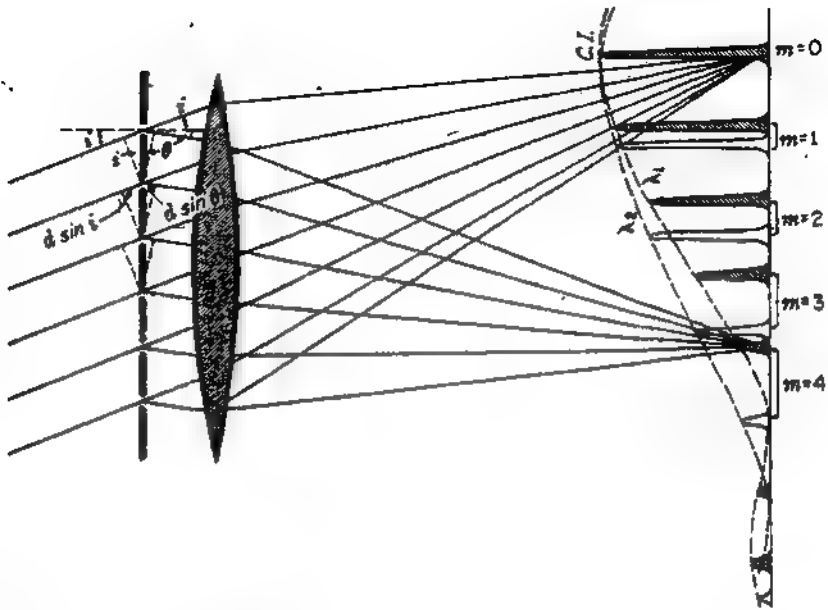


شكل ١٧ - ٤ : نموذج الشدة لـ ٢٠-فتحة ضيقة

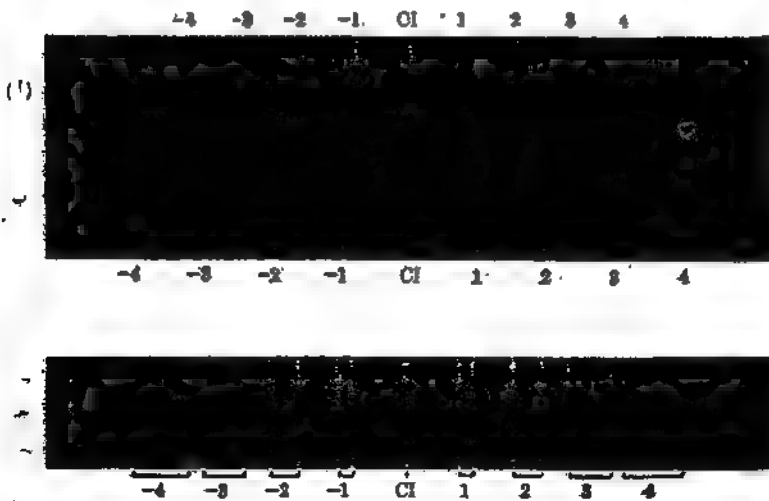
$\theta$  التي تتكون عندها هذه الخطوط بالمعادلة (١٧ - ٤) التي تعد بمثابة المعادلة المألوفة للمحزوز  $d \sin \theta = m\lambda$  وهي متناولة عادة في الكتب الأساسية. وثمة معادلة عامة تتضمن إمكانية سقوط الضوء على المحزوز مائلاً بزاوية  $i$ . تصبح المعادلة عندئذ هي:

$$d(\sin i + \sin \theta) = m\lambda \quad \text{معادلة المحزوز (١٧ - ٦)}$$

إذ أنه بمثابة فرق المسار للضوء المار خلال الفتحات المتجاورة كما يتضح من الشكل ١٧ - ٥ يوضح الشكل مسار الضوء الذي يكون النهايات العظمى التي تكون رتبها  $m = 0$  (تسمى الهدبة المركزية) وأيضا  $m = 4$  لضوء له طول موجي معين  $\lambda$ . وتبين المعادلة الإشارة (١٧ - ٦) في حالة الهدبة المركزية أن  $\sin \theta = -\sin i$  أو  $\theta = -i$ . وتأتي الإشارة السالبة بسبب اختيار  $i$  و  $\theta$  موجبتين عند قياسهما على نفس



شكل ١٧ - ٥ : مواقع وحدات النهايات العظمى الرئيسة من محزوز عندما يسقط ضوء يحوى على طولين موجيين بزاوية  $\theta$  وينحرف بزوايا مختلفة  $\theta'$



شكل ١٧ - ٦ : أطراف محزوز لطولين موجيين (أ)  $\lambda_1 = 4000$  أنجستروم (ب)  $\lambda_2 = 5000$  أنجستروم (ج)  $\lambda_2$ ;  $\lambda_1$  معاً .

الجانب من العمود ؛ أى أن مصطلحنا للإشارات يتطلب أن تكون  $\theta$  سالبة حينما تعبر الأشعة الخط العمودى على المحزوز . وتوضح النهايات العظمى المظلمة للشدة رتباً مختلفة للطول الموجى  $\lambda_1$  . فى حالة الرتبة الرابعة ، على سبيل المثال ، يكون فرق المسير الموضح هو  $d(\sin i + \sin \theta) = 4\lambda_1$  . وتكون شدة النهايات العظمى الرئيسية محدودة بنموذج حيود الفتحة الواحدة ( الخط المتقطع ) .. هذه الشدات تتلاشى عند النهاية الصغرى الأولى لذلك النموذج ، التى تتطابق مع الرتبة الخامسة . لذلك تكون الرتب المختفية فى هذا الشكل هى  $m = 5, 10, \dots$  ، التى يمكن أن تنتج مع كون  $d = 5b$  .

وإذا انبعث من المصدر الضوئى طول موجى آخر  $\lambda_2$  أكبر قليلاً من  $\lambda_1$  فإن نهاية عظمى للرتبة المناظر  $m$  لهذا الطول الموجى ستظهر تبعاً للمعادلة ( ١٧ - ٦ ) عند زوايا  $\theta$  أكبر . ونظراً لأن خطوط الطيف خطوطاً حادة ، فإن النهايات العظمى ستكون منفصلة تماماً بصفة عامة فى كل رتبة عن تلك للطول الموجى  $\lambda_1$  وسيكون لدينا خطان يكونان طيفاً خطياً فى كل رتبة . هذه الأطياف موضحة فى الشكل بأقواس . وبالنسبة للهدة المركزية ستطابق الأطوال الموجية نظراً لانهدام فرق المسير لأى طول موجى . وثمة مجموعة من الأطياف تظهر على الجانب الآخر من الهدة المركزية ، يكون فيها خط الطول الموجى الأقصر هو الأقرب من الهدة المركزية . ويوضح الشكل ١٧ - ٦ صوراً فعلية لأطياف المحزوز المناظرة للرسم التخطيطى للشكل ١٧ - ٥ . وإذا كان مصدر الضوء هو مصدر ضوء أبيض ستكون الهدة المركزية بيضاء ولكن بالنسبة للرتب الأخرى فستمتد كل منها فى طيف مستمر يتكون من عدد غير محدود من صور متجاورة للفتحة المضاء بضوء ذى أطوال موجية مختلفة . عند أى نقطة فى مثل هذا الطيف المستمر سيكون الضوء أحادى اللون تقريباً بسبب الضيق الشديد لصور الفتحات المتكونة بواسطة المحزوز والعدسة . هذه النتيجة تكون من وجهة النظر هذه مختلفة أساساً عن تلك النتيجة فى حالة الشق المزدوج حيث تكون الصور عريضة ولا تكون ألوان الطيف منفصلة .

## ١٧ - ٦ التفريق

يتضح من الشكلين ١٧ - ٥ و ١٧ - ٦ أن المسافة الفاصلة بين أى لونين طولاهما الموجيان  $\lambda_1$  ،  $\lambda_2$  مثلاً تزداد بزيادة الرتبة . وللتعيين عن هذه المسافة الفاصلة كثيراً ما تستخدم الكمية المعروفة باسم « التفريق الزاوى » الذى يعرف بمعدل التغير فى

الزاوية مع التغير في الطول الموجي . ومثل هذا التعبير يمكن الحصول عليه بإيجاد مشتقة المعادلة ١٧ - ٦ بالنسبة إلى  $\lambda$  واعتبار أن  $\lambda$  ثابتة لا تتوقف على الطول الموجي ، ومن ثم يمكن الحصول على

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta} \quad \text{« التفريق الزاوي »} \quad (١٧ - ٧)$$

توضح المعادلة في المكان الأول أنه لفرق صغير في الطول الموجي  $\Delta\lambda$  ، تكون المسافة الزاوية  $\Delta\theta$  متناسبة طردياً مع الرتبة  $m$  . لهذا يكون إتساع طيف الرتبة الثانية ضعف إتساع طيف الرتبة الأولى ، وإتساع طيف الرتبة الثالثة ثلاثة أمثال طيف الرتبة الأولى .. وهكذا . وفي المكان الثاني ، تكون  $\Delta\theta$  متناسبة عكسياً مع إتساع الفتحة  $d$  التي تسمى عادة مسافة المحزوز . وكلما كانت مسافة المحزوز أصغر كلما كان إتساع الأطياف أكبر . وفي المكان الثالث ، فإن وجود  $\cos \theta$  في المقام يعنى تفريق رتبة معينة  $m$  سيكون أصغر ما يمكن عند سقوط الضوء عمودياً على المحزوز ، حيث  $\theta = 0$  ، وسوف يزداد ببطء بالإبتعاد عن وضع العمود على أى جانب . وإذا لم نصبح  $\theta$  كبيرة بدرجة كافية فإن  $\cos \theta$  لن تختلف كثيراً عن الواحد الصحيح ، من ثم سيكون هذا المعامل قليل الأهمية . وإذا أهملنا تأثيره فإن الخطوط الطيفية المختلفة في رتبة واحدة سوف تختلف زوايا حيودها بمقادير تتناسب طردياً مع الإختلافات في أطوالها الموجية . ويسمى مثل هذا الطيف بالطيف العمودي ، وثمة واحدة من أهم مميزات المحلّيز عن المنشور هو ذلك التدرج الخطي البسيط للأطوال الموجية في أطيافها .

ويكون التفريق الخطي في المستوى البؤري للتركيب أو لعدسة آلة التصوير هو  $\Delta\lambda/\lambda$  ، حيث  $\lambda$  المسافة على إمتداد هذا المستوى . ويمكن الحصول على قيمتها عادة بضرب المعادلة ١٧ - ٧ في البعد البؤري للعدسة . ومع ذلك ، يكون اللوح الفوتوغرافي في بعض الأجهزة مقوساً ، ولهذا لا يسقط الضوء عمودياً عليه ، ومن ثم توجد زيادة مناظرة في التفريق الخطي . ولقد أصبح مألوفاً عند تعيين تفريق الطيف المصور ( الأسبكترو جراف ) إدخال معامل اللوح الفوتوغرافي الذي يكون بمثابة مقلوب الكمية الموضحة أعلاه ويعبر عنه بالإنجستروم لكل ملليمتر .

## ١٧ - ٧ تراكب الرتب

إذا كان مدى الأطوال الموجية كبيراً ، أى إذا لا حفظنا مثلاً كل الطيف المرئ بين ٤٠٠٠ و ٧٢٠٠ أنجستروم ، يحدث تراكب ملحوظ في الرتب الأعلى . ولنفرض أن أحداً ، على سبيل المثال ، رصد خط الطيف الأحمر في الرتبة الثالثة وطول موجة ٧٠٠٠ أنجستروم . يمكن إيجاد زاوية حيود هذا الخط بحل العلاقة

$$d(\sin i + \sin \theta) = 3 \times 7000$$

حيث  $d$  بالإنجستروم . ويمكن أن يظهر حظ أخضر من الرتبة الرابعة وطول موجته ٥٢٥٠ أنجستروم عند نفس الزاوية ، إذ أن

$$4 \times 5250 = 3 \times 7000$$

وبالمثل سيظهر في نفس الموقع خط بنفسجي من الرتبة الخامسة وطول موجته ٤٢٠٠ أنجستروم . ويكون الشرط العام لمختلف الأطوال الموجية التي يمكن أن تظهر عند زاوية معينة  $\theta$  عندئذ هو

$$d(\sin i + \sin \theta) = \lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3 = \dots \quad (١٧ - ٨)$$

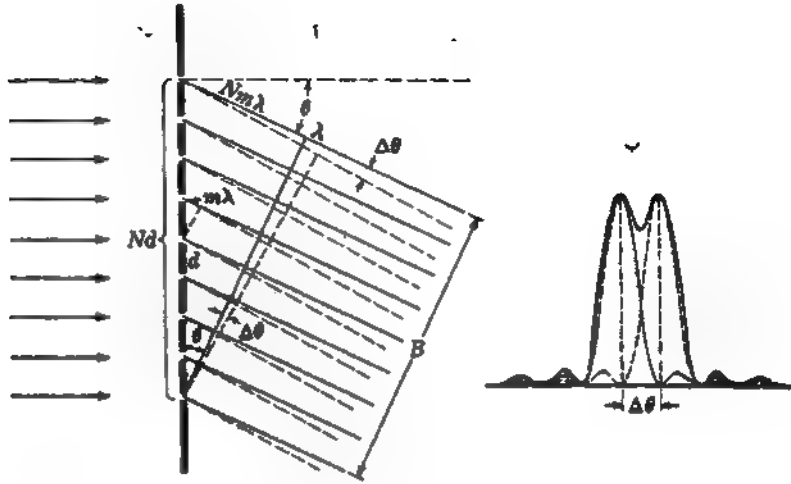
حيث  $\lambda_1$  ،  $\lambda_2$  ، الخ ، هي الأطوال الموجية للرتب الأولى والثانية .. الخ وبالنسبة للضوء المرئ يوجد تراكب يد الرتبين الأولى والثانية ، إذ أنه مع  $\lambda_2 = 7200$  أنجستروم ،  $\lambda_1 = 4000$  أنجستروم ستقع نهاية الأحمر للرتبة الأولى قبل بداية البنفسجي للرتبة الثانية ومع ذلك ، يمكن بالتصوير الفوتوغرافي ملاحظة أن هذه الرتب قد تمتد إلى ٢٠٠٠ أنجستروم في منطقة الأشعة فوق البنفسجية ، مما يؤدي إلى تراكب الرتبين الأولتين . ويمكن التخلص من هذه المشكلة عادة باستخدام مرشحات لونية مناسبة تقتص من الضوء الساقط تلك الأطوال الموجية التي يمكن أن تتراكب في المنطقة موضع الدراسة . وعلى سبيل المثال ، فإن قطعة من الزجاج الأحمر التي تسمح فقط بفاد الأطوال الموجية التي تزيد عن ٦٠٠٠ أنجستروم يمكن إستخدامها في الحالة الموضحة أعلاه لتجنب تتداخل الأطوال الموجية الأقصر في الرتب الأعلى التي يمكن أن تعوق مشاهدة  $\lambda = 7000$  أنجستروم والخطوط المجاورة لها .

## ١٧ - ٨. إتساع النهايات العظمى الرئيسية .

تظهر النهايات الصغرى الأولى على جانبي أى نهاية عظمى رئيسية - كما هو موضح في الفقرة ١٧ - ٤ عند  $N\gamma = mN\pi \pm \pi$  أو عند  $\gamma = m\pi \pm (\pi/N)$  ويكون لدينا نهايات عظمى رئيسية عن  $\gamma = m\pi$  نظراً لأن الفرق في الطور  $\delta$   $2\gamma$  بين أى شعاعين من نقطتين متناظرتين لفتحتين متجاورتين ، يعطى بالمقدار  $2\pi m$  أو أى عدد صحيح من الاهتزازات الكاملة . ومن ناحية ثانية ، إذا غرنا الزاوية بدرجة كافية لنحدث تغيراً في الفرق في الطور قدره  $2\pi/N$  .. فسوف لا تحدث تقوية ، إذ أن الضوء الصادر من الفتحات المختلفة يتداخل عندئذ بحيث تنعدم شدة الإضاءة . و فرق في الطور  $2\pi/N$  بين النهاية العظمى والنهاية الصغرى الأولى يعنى فرقاً في المسير مقداره  $\lambda/N$

ولتر كيف يسبب هذا الفرق المسير انعدام الشدة ، نأخذ في الاعتبار الشكل ١٧ - ٧ (١) ، الذى يكون فيه الأشعة التى تترك المحزوز بزاوية  $\theta$  نهاية عظمى رئيسية رتبها  $m$  . لها ، يكون فرق المسير بين الشعاعين الصادرين من فتحتين متجاورتين هو  $m\lambda$  ، ومن ثم تصل جميع الأمواج ولها نفس الطور . ولهذا يكون فرق المسير بين الشعاعين اللذين يحدان حزمة الأشعة هو  $Nm\lambda$  حيث يكون  $N$  عدداً كبيراً دائماً في أى وضع عملي . ولنغير الآن زاوية الحيود بمقدار صغير  $\Delta\theta$  بحيث يزداد أقصى فرق في المسير بمقدار لحول موجى واحد ليصبح  $Nm\lambda + \lambda$  ( الأشعة الموضحة بالخطوط المتقطعة ) . ينبغى أن يناظر هذا شرط العدم الشدة ؛ لأن فرق المسير بين فتحتين متجاورتين يزداد كما هو مطلوب بمقدار  $\lambda/N$  . ويمكن أن يتضح أن الشعاع الصادر من أعلى نقطة في المحزوز يكون مضاداً في الطور عن ذلك الصادر من المركز وبالتالي يلاشى تأثير أحدهما الآخر . وبالمثل فإن تأثير الشعاع الصادر من الفتحة التى تقع أسفل المركز مباشرة سوف يلاشى تأثير الشعاع الصادر من الفتحة التالية لأعلى ، وهكذا . ومع استمرار التلاشى بين كل فتحتين متناظرتين في نصفى المحزوز تنعدم الشدة من المحور ككل ، بكيفية مماثلة تماماً للطريقة المشابهة الموضحة في الفقرة ١٥ - ٣ للموضع الفتحة الواحدة .

مع عدد صغير من الفتحات يكون ضرورياً استخدام القيمة الفعلية  $(N-1)m\lambda$  وينبغى تعديل الإزاحة الزاوية الناتجة قليلاً ، لكنها تؤدي إلى نفس النتيجة ( معادلة ١٧ - ٥ )



شكل ١٧ - ٧ : المسافات الزاوية لحطى طيف يمكن بالكاد تحليلها بواسطة محزوز حيود

لهذا تتكون النهاية الصغرى الأولى عند زاوية صغيرة  $\Delta\theta$  على كل من جانبي النهاية العظمى الرئيسية . ومن الشكل يتضح أن

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{B} = \frac{\lambda}{Nd \cos \theta} \quad (٩ - ١٧)$$

ومن المفيد أن نشير إلى أن هذا يمثل  $1/N$  من المسافة الفاصلة بين أى رتبتين متتاليتين ، إذ يعبر عن الأحيز بنفس العلاقة لفرق في المسير  $N\lambda$  بدلا من  $\lambda$  في البسط .

## ١٧ - ٩ قوة التحليل

عندما تصبح قيمة  $N$  عدة آلاف كما هو الحال في أى محزوز حيود فعال ، تكون النهايات العظمى ضيقة جداً . وتبعاً لذلك تكون قوة التحليل اللوني  $\lambda/\Delta\lambda$  عالية . ولإيجاد قيمتها ، نشير أولاً إلى أنه إذا كان غلاف الشدة هو أساساً نموذج حيود الفتحة المستطيلة ، فإنه يمكن تطبيق معيار رالى ( الفقرة ١٥ - ١ ) . إلي صورتان المتكورتان لطولين موجيين تنفصلان بالكاد ينبغي أن تفصلهما زاوية  $\Delta\theta$  وفقاً للمعادلة ( ١٧ - ٥ ) . ويسمى لذلك ، أن يكون ضوء طول موجته  $\lambda + \Delta\lambda$  نهايته العظمى الرئيسية

ورستها  $m$  عند نفس الزاوية لتلك التي تتكون عندها النهاية الصغرى الأولى للطول الموجي  $\lambda$  لتلك الرتبة [ شكل ١٧ - ٧ (ب) ] . لذلك يمكن بمساواة فرق مسير في الحالتين الحصول على

$$mN\lambda + \lambda = mN(\lambda + \Delta\lambda)$$

ومنها ، ينتج مباشرة أن

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (١٧ - ١٠)$$

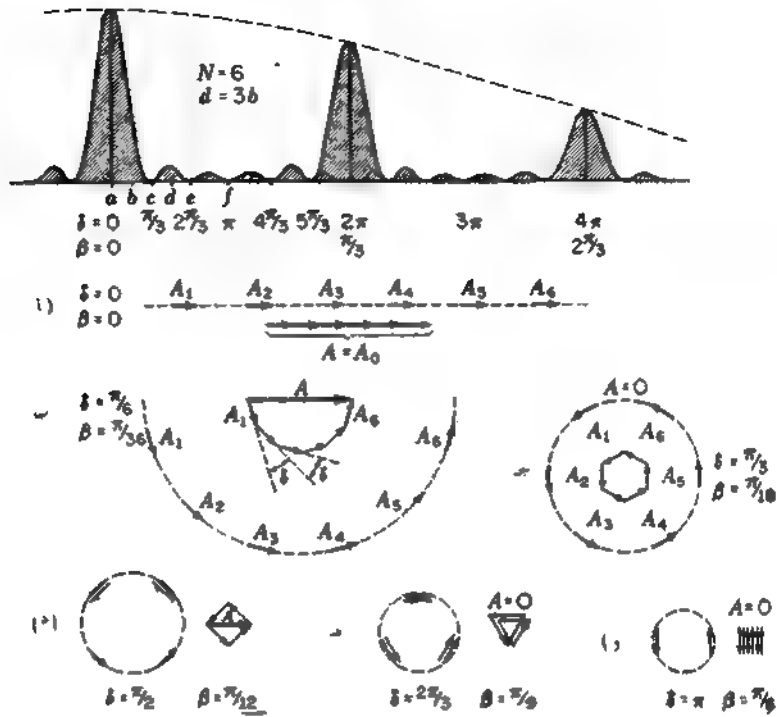
وكون قوة التحليل متناسبة مع الرتبة  $m$  يمكن إدراكه من حقيقة أن إنساع النهاية العظمى الرئيسية تتوقف ، تبعاً للمعادلة ١٧ - ٩ ، على الانساع  $B$  للحزمة المارة ولا يتغير كثيراً مع الرتبة ، في حين أن المسافة الفاصلة بين نهايتين عظيمتين لطولين موجيين مختلفين تزداد مع التفريق الذي يزداد ، تبعاً للمعادلة ١٧ - ٧ ، زيادة متناسبة تقريباً مع الرتبة . وكما في حالة المنشور تماماً ( الفقرة ١٥ - ٧ ) يكون لدينا قوة التحليل اللونية = التفريق الزاوي  $\times$  إنساع الحزمة المارة إذ أنه في الحالة المماثلة يكون

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \times B = \frac{m}{d \cos \theta} \times Nd \cos \theta = mN$$

وبالنسبة لرتبة معينة ، تتناسب قوة التحليل ، تبعاً للمعادلة ( ١٧ - ١٠ ) تناسباً طردياً مع العدد الكلي  $N$  للفتحات ، في حين لا تتوقف على المسافات الفاصلة  $d$  . ومع ذلك ، فإنه بالنسبة لزاويا سقوط وحيود معينة لا تتوقف على  $N$  أيضاً ، كما يتضح بالتعويض في المعادلة ١٧ - ١٠ بقيمة  $m$  من المعادلة ( ١٧ - ٦ )

$$(١٧ - ١١) \quad \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{d(\sin i + \sin \theta)}{\lambda} N = \frac{W(\sin i + \sin \theta)}{\lambda}$$

ويكون  $W = Nd$  بمثابة الإنساع الكلي للمحزوز . ولهذا لا تتوقف قوة التحليل على عدد الخدوش في المسافة  $W$  عند قيم معينة لكل من  $i$  و  $\theta$  فمحزوز به عدد أقل من الخدوش يعطي رتبة أعلى عند هذه الزوايا المعينة إلا أنه يترتب عليه وجود تراكب ، ويتطلب هذا تحليلاً إضافياً يساعد على فصل هذه الرتب ، كما يفعل مقياس تداخل فابري - بيرو . إلا أن هذه الطريقة لم تطبق حديثاً بنجاح في المحزوز الدرجي الذي سيرد وصفه فيما بعد . وتبدو أقصى قيمة لقوة التحليل التي يمكن الحصول عليها نظرياً عند  $i = \theta = ٩٠^\circ$  ، وتبعاً للمعادلة ١٧ - ١١ فإنها تساوي  $2W/\lambda$  أو عدد الأطوال الموجية مصروباً في



شكل ١٧ - ٨ : كمية الحصول على تغير منحنى الشدة محزوز متعدد الفتحات بإضافة السعات بياناً

ضعف اتساع المحزوز . ولكن عملياً ، لا تستخدم مثل هذه الزوايا المماسية نظر لكمية الضوء الضئيلة . ويمكن أن يرجو المرء أن يصل تجريبياً إلى ثلثي النهاية العظمى المثالية .

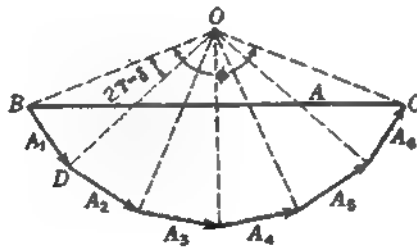
## ١٧ - ١٠ منحنى الاهتزازة

لنطبق الآن طريقة تراكم السعات إتجافياً والتي سبق إستخدامها في الفقرة ١٦ - ٦ في حالة الشق المزدوج وفي الفقرة ١٥ - ٤ في حالة الفتحة الواحدة . ومنحنى الاهتزازة الناتج عن اسهامات العناصر المتناهية الصغر لفتحة واحدة يكون ثانية قوساً في دائرة ، ولكن في حالة المحزوز المتعدد الفتحات يوجد عدد مناظر من الأقواس في المنحنى . وموضح في الشكل ١٧ ٨ الرسوم البيانية المناظرة للنقط المختلفة من  $a$  إلى  $f$  في رسم الشدة لست فتحات . وبالنسبة للهدية المركزية ، فيكون الضوء القادم

من جميع الفتحات ومن جميع أجزاء كل فتحة له نفس الطور ويعطى سعة كلية  $A$  تكون أكبر مقدار  $N$  مرة عن تلك الناتجة عن فتحة واحدة كما هو موضح في (أ) من الشكل . وفي منتصف المسافة إلى الهاية الصغرى الأولى يكون الوضع كما هو ممثل في (ب) . وفي هذه القطعة  $\gamma = \pi/12$  بحيث يكون فرق الطور من النقط المناظرة للفتحات المتحورة  $\delta$  مساوياً  $\pi/6$  ( قارن الشكل ١٧ - ٣ ) . وهذه أيضاً هي الزاوية بين أى متجهين متتاليين في سلسلة المحصلات الست  $A_1$  إلى  $A_6$  التي تعد بمثابة أوتار ست أقواس صغيرة متساوية . ويمكن الحصول على السعة الكلية  $A$  ، كما في حالة الشق المزدوج تماماً ، بتركيبها اتجاهياً ، وتقاس الشدة بالمقدار  $A^2$  . ومع زيادة الزاوية ، تصبح المحصلات الفردية أقل قليلاً في المقدار عندما تزداد  $B$  ، لأن القوس ، وليس الوتر ، هو الثابت الطول . وتكون إختلافاتها هنا صغيرة حتى بالنسبة للنقطة  $F$  .

واستنتاج الدالة العامة للشدة للمحزوز ، المعادلة ١٧ - ٢ ، يمكن إجراؤه هندسياً بسهولة شديدة . وموضح في الشكل ١٧ - ٩ ، متجهات السعات الست ، للشكل ١٧ - ٨ بفرق في الطور أقل قليلاً عن ما هو عليه في (ب) من الشكل ١٧ - ٨ . فجميعها له نفس المقدار الذي يعطى بواسطة

$$A_n = \frac{\sin \beta}{\beta} A_0 \quad (١٧ - ١١)$$



شكل ١٧ - ٩ : الاستنتاج الهندسي لدالة الشدة لمحزوز

إذ أن هذا يمثل وتر قوس طوله  $A_0$  يحصر الزاوية  $2\beta$  ( أنظر الشكل ١٥ - ٦ ) . وكل متجه يميل على الذي يليه  $\delta = 2\gamma$  ، ومن ثم تكون المتجهات الست جزءاً من مضلع منتظم . وفي الشكل ترسم الخطوط المقطعة من نهايات كل متجه إلى المركز  $O$

لهذا المضلع . وتصنع هذه الخطوط أيضاً الزاوية الثابتة  $2\gamma$  مع كل منها . ولهذا تكون الراوية الكلية المحصورة عند المركز هي

$$\phi = N\delta = N \times 2\gamma$$

ويمكننا الآن الحصول على علاقة بين السعة المحصلة والسعات المنفردة  $A_n$  ، المعطاة بالمعادلة ( ٧ - ١١ ) . ويتقسم المثلث OBC إلى نصفين بخط من O عمودى على A ، يمكن بيان أن :

$$A = 2r \sin \frac{\phi}{2}$$

حيث r يمثل OB ، و oC ، وبالمثل ، يمكن من المثلث OBD إذ ينقسم بخط عمودى على  $A_1$  الحصول على

$$A_n = A_1 = 2r \sin \gamma$$

وبقسمة المعادلة السابقة على هذه المعادلة نحصل على

$$\frac{A}{A_n} = \frac{2r \sin (\phi/2)}{2r \sin \gamma} = \frac{\sin N\gamma}{\sin \gamma}$$

وعند التعويض بقيمة  $A_n$  من المعادلة ( ١٧ - ١١ ) نحصل على تعبير للسعة هو :

$$A = A_0 \frac{\sin \beta \sin N\gamma}{\beta \sin \gamma}$$

ومربع هذه الذى يعبر عن الشدة مماثل تماماً لما تعطيه المعادلة ( ١٧ ج ) ومنحنى الاهتزازة ، إذ يطبق على أعداد مختلفة من الفتحات ، يساعد في فهم ملامح نموذج الحيود . وكمثال ، يوجد ثمة سؤال هام عن حدة النهايات العظمى الرئيسية أوضيقها . ويمكن الوصول إلى النهاية الصغرى المجاورة في أحد الجانبين عند ما تكون المتجهات أولاً مضلعاً مقفلاً ، كما في (ج) من الشكل ١٧ - ٨ ومن الواضح أن هذا يحدث لقيم صغيرة د  $\delta$  لعدد اكبر من الفتحات ، ويعنى هذا أن النهايات العظمى تصبح أكثر حدة . ويمكن للمرء أن يلاحظ من الشكل فوراً أنه لهذه النهاية الصغرى تكون  $\delta = 2\pi/N$  أو  $\gamma = \pi/N$  ، وهو الشرط المنصوص عليه في بداية الفقرة ٧ - ٨ . وفضلاً عن هذا ، عندما يصبح عدد الفتحات كبيراً ، فإن مضلع المتجهات سيقترّب بسرعة من قوس في دائرة ، والمثال مع نموذج حيود الفتحة الواحدة التى يساوى اتساع المحزوز يمكن لذلك تبريره . ويمكن بمقارنة الشكل ١٧ - ٨ بالشكل ١٧ - ٦ للفتحة الواحدة يباد أنه لعدد كبير N ستصبح رسوم المحزوز البيانية مماثلة لتلك الرسوم في حالة

الفتحة الواحدة إذا إستبدلنا  $N\delta/2$  or  $N\gamma$  بواسطة  $\beta$  . وحيث أن  $N\gamma$  تمثل نصف فرق الطور من الفتحتين الطرفيتين للمحزوز ،  $B$  نصف فرق الطور من النقطتين الطرفيتين لفتحة ما ، فإننا نرى السبب الفيزيائي للتناظر المشار إليه في الفقرة ١٧ - ٤ .

ونلاحظ في النهاية أنه إذا تعاملنا مع الرسوم البيانية في الشكل ١٧ - ٨ إلى أبعد من هذا ، فإن نهاية عظمى رئيسية رتبها الأولى تظهر عندما يكون القوس الممثل لكل مسافة  $d$  دائرة كاملة . وتكون الأوتار كلها تحت هذه الظروف متوازية وفي نفس الاتجاه كما في (أ) لكنها أصغر في المقدار . وتظهر النهاية العظمى الرئيسية الثانية عندما يكون كل قوس دورتين للدائرة عندما تقطف الأوتار المحصلة ثانية . هذه النهايات العظمى لا مثيل لها في نموذج حيود الفتحة الواحدة .

## ١٧ - ١١ إنتاج محازيز الحيود

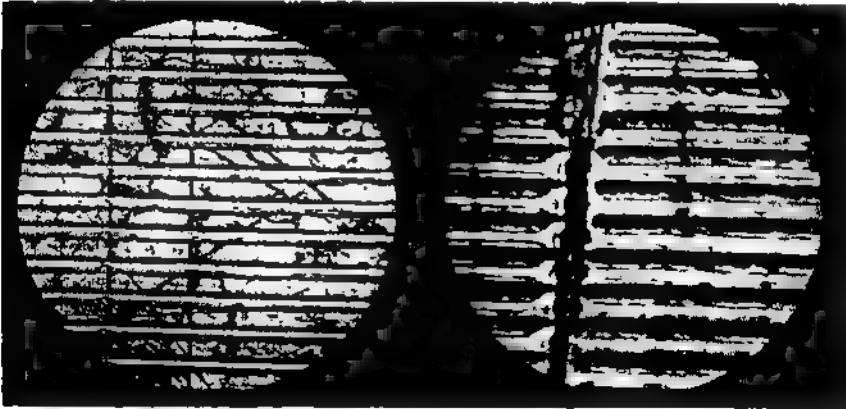
أخذنا حتى الآن في الاعتبار مميزات المحزوز المثالي الذي يتكون من فتحات متتالية تفصل بينها بالتساوى شرائح معتمة . وتصنع المحازيز الفعلية المستخدمة في دراسة الأطياف بعمل خدوش مستقيمة دقيقة بواسطة طرف مدبب من الماس إما على سطح زجاجي مستوى لإنتاج محزوز منفذ وإما على سطح معدني مصقول لإنتاج محزوز عاكس . يعطى المحزوز المنفذ نموذجاً أشبه ما يكون بالصورة المثالية ، إذ أن الخدوش تشتت الضوء وتكون لذلك غير شفافة بينما تسمح المناطق بين الخدوش بفاذ الضوء وتكون لذلك غير شفافة بينما تسمح المناطق بين الخدوش بفاذ الضوء بانتظام ومن ثم تعمل عمل الفتحات . ويحدث نفس الشيء في حالة المحزوز العاكس ، غير أن المناطق بين الخدوش تعكس الضوء بانتظام ، وتطبق هنا معادلة المحزوز ( ١٧ - ٦ ) بنفس مصطلح الأشارات لكل من  $\delta$  ،  $\theta$  .

ويوضح الشكل ١٧ - ١٠ الصور المجهرية لسطحين تم خدشهما محزوزين عاكسين مختلفين . المحزوز الموضح في (أ) تم خدشه برفق وتكون الخدوش قليلة العمق جداً للحصول على أقصى ضيائية . في حين أن ذلك الموضح في (ب) محزوز جيد النوع به ١٥٠٠٠ خدشاً في البوصة . ويحتوى على خدش أو خدشين متعامدين على الخدوش لييان حدود السطح المخدوش بدرجة أكثر وضوحاً .

وكانت معظم المحازيز حتى وقت قريب تخدش على مرايا معدنية مصقولة ، على هيئة سبيكة صلبة من النحاس والقصدير . وتمثل الخبرة المعاصرة في عمل خدوش على

ج

شريحة رقيقة من الألومنيوم محضرة بالتبخير . ولا تعطى هذه الطريقة إنعكاساً اكر في منطقة الأشعة فوق البنفسجية فحسب بل تسبب تآكلاً أقل لطرفه الماس المدبب . ويكون المتطلب الأساسي في المحزوز الجيد هو أن تكون خدوشه متساوية الأبعاد تقريباً بقدر الأمكان على طول السطح المخدوش الذي يختلف عرضه من ١ إلى ٢٥ سم في المحازير المختلفة . لكن هذا المتطلب عسير التنفيذ ، وثمة أماكن قليلة في العالم بها آلات خدش ذات درجة دقة كافية لإنتاج محازير دقيقة . فيعد الإنتهاء من حفر كل خدش ، ترفع الآلة طرف الماس المدبب مع تحريك المحزوز إلى الأمام بواسطة دوران مسمار محوى بمقدار ضئيل ليدفع المنضدة الحاملة له . ولكي تكون المسافات بين الخدوش ثابتة ، ينبغي أن يكون للمسار المحوري خطوة ثابتة إلى حد كبير ، ولم يكن هذا متاحاً قبل صناعة مسمار محوى مثالي تم إنجازه بواسطة رولاند ، فمشكلة خدش محازير كبيرة بنجاح تم إنجازها بنجاح عام ١٨٨٢ .



شكل ١٧ - ١٠ : صور مجهرية للخدوش في محازير عاكسة (أ) حزوز خفيفة (ب) خدوش عميقة ( مواصفة هـ . د . بابكوك ، مرصد ديلسون ، بإسادينا ، كاليفورنيا )

هـ . أ رولاند ( ١٨٤٨ - ١٩٠١ ) أستاذ الفيزياء في جامعة جونز هوبكنز في بالتيمور . وهو مشهور بتجاربه في التأثير المعطبي للشحنات المتحركة ، وقياسه للمكافئ الميكانيكي للحرارة وإختراعه المحرور المقعر ( الفقرة ١٧ - ١٥ )

وإذا استخدمنا مثل هذه المحازير بدون أى أجهزة مساعدة لفصل الرتب المختلفة ، فإن تراكب هذه الرتبة يجعل استخدام قيم  $m$  أكبر من ٤ أو ٥ غير عملي . ومن ثم ، يسعى للحصول على تفريق وقوة تحليل مناسبين تحت هذه الظروف أن تكون مسافة المحزوز صغير جداً ، وكما ينبغى أن يكون عدد الخدوش كبيراً . وتعطى آلة رولاند ١٤٤٣٨ خدشاً في كل بوصة وهذا يناظر  $d$  تساوى  $1,693 \times 10^{-4}$  سم ، كما يمكنها إنتاج محازير عرضها ١٥ سم تقريباً . ومسافة المحزوز هذه حوالى ثلاثة أمثال الطول الموجى للضوء الأصفر ، ولهذا تكون الرتبة الثالثة هى أعلى رتبة يمكن ملاحظتها في هذا اللون في حاله سموط العمودى . ويترتب على ذلك إمكان ملاحظة رتب أعلى لأطوال موجية أقصر . إلا أنه ، حتى في حالة الرتبة الأولى يزداد التفريق الناتج عن مثل هذا المحزوز عن نظيره في المنشور . ونجد من معادلة المحزوز أن الطيف المرئى يمتد خلال زاوية مقدارها ٥١٢° . وإذا أمكن إسقاطه بواسطة عدسة بعدها البؤرى ثلاثة أمتار ، فإن الطيف سيفضى طولاً مقداره ٦٠ سم تقريباً على اللوح الفوتوغرافى . وبالنسبة للرتبة الثانية قد يزداد هذا الطول عن متر .

والميزة الحقيقية للمحزوز عن المنشور تقع ليس فقط في تفريقة الكبير فحسب ، بل في قوة تحليله العالية التى يوفرها . ويمكن للمرء زيادة التفريق الخطي باستخدام عدسة آلة تصوير ذات بعد بؤرى أطول ، لكن إلى حد معين تحكمه الطبيعة الحبيبة للوح الفوتوغرافى في وإلا تظهر تفاصيل أكثر بظلك الوسيلة . وبتفريق كافٍ ، يكون الحد النهائى هو قوة التحليل اللونية . يعطى محزوز رولاند ( ١٥ سم ) في الرتبة الأولى  $\lambda/\Delta\lambda = 6 \times 14438 = 76600$  . ففى منطقة البرتقالى يمكن فقط تحليل خطين يفصلهما  $0.08$  أنجستروم ، وتبعاً للتفريق المذكور أعلاه يكون اتساع كل خط  $0.015$  مم فقط . وتكون هذه المسافة الفاصلة بمثابة  $\frac{1}{8}$  من تلك لخطى الصوديوم الصفراوين . ويحتاج منشور زجاجى يعطى نفس التحليل أن يكون طول قاعدته ٦٤ سم تبعاً للمعادلة ( ١٥ حـ ) حتى لو كانت  $dn/d\lambda$  له كبيرة بفيئاً وليكن مقدارها ١٢٠٠ سم<sup>-١</sup>

ولقد أمكن بيان لأول مرة بواسطة ثورب أن المحازير المنفذة الجيدة بدرجة كافية يمكن صنعها بأخذ قالب للسطح المخدوش بواسطة مادة شفافة . أمثال هذه القوالب تسمى نسح مطابقة للمحزوز ، ويمكن لها الوفاء بالغرض بدرجة كافية عندما لا تكون قوة التحليل الكبيرة مطلوبة . يصب محلول مخفف نوعاً من الكلورايون أو خلاات السليور على السطح المخدوش وبالتجفيف نحصل على غشاء رقيق ومتين يمكن نرعه تحت

الماء بسهولة من المحزوز الأصلي . وعندئذ يمكن تثبيته على لوح زجاجي مستو أو مرآة مقعرة . وثمة بعض التشوهات أو الانكماشات تحدث في هذه العملية ولهذا نادراً ما تؤدي هذه النسخة المطابقة نفس وظيفة المحزوز الأصلي . ومع التحسينات الحديثة في تقنية البلاستيك أمكن صناعة نسخ مطابقة ذات نوعية جيدة .

## ١٧ - ١٢ خيالات

في المحزوز الفعلي سيكون هناك بعض الانحرافات - لحد ما - في خطوطه عما يجب أن تكون عليه من تساوي المسافات بين الخطوط تنشأ عن هذا تأثيرات مختلفة ، تبعاً لطبيعة الخطأ في عملية الحدوش . وثمة ثلاثة أنواع يمكن تمييزها (١) خطأ عشوائى تماماً في المقدار والاتجاه . وفي هذه الحالة يعطى المحزوز إنتشاراً متصلاً للضوء يغشى النهايات العظمى الرئيسية ، حتى عندما يستخدم ضوء أحادى اللون . (٢) خطأ يزداد باستمرار في إتجاه واحد . ويمكن بيان أن هذا يؤدي إلى إكتساب المحزوز « خصائص بؤرية » . فالأشعة المتوازية بعد حيودها لا تظل متوازية وإنما تتفرق أو تتجمع قليلاً . (٣) خطأ دورى عبر سطح المحزوز . أكثر الأنواع شيوعاً ، إذ أنه ينشأ كثيراً نتيجة لعيوب في ميكانيكية حركة آلة التخطيط . ويؤدي إلى ظهور « خيالات » أو خطوط زائفة ، تصاحب كل نهاية عظمى رئيسية للمحزوز المثالى . وعندما يتضمن الخطأ دورة واحدة ، تكون هذه الخطوط متعائلة في المسافات والشدة حول النهايات العظمى الرئيسية . مثل هذه الخيالات تسمى خيالات رولاند ، ويمكن رؤيتها بسهولة في الشكل ٢١ - ٨ (ز) والأمر الأشد تعقيداً ، رغم ندرة حدوثه ، هو خيالات ليمان . وتظهر هذه عندما يتضمن الخطأ دورتين غير متكافئتين أو عندما يوجد خطأ واحد دورته قصيرة جداً . ويمكن أن تظهر خيالات ليمان بعيدة جداً عن النهاية العظمى الرئيسية التي لها نفس الطول الموجي .

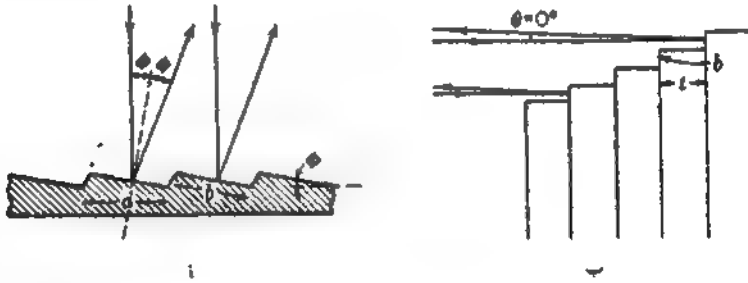
وتم في السنوات الأخيرة إنجاز محازيز أكثر دقة على يد جورج ر . هاريسون و جورج ، و . ستروك\*\* . إستخدم هؤلاء آلات تخطيط يتم التحكم في المسافات بين الحدوش بطريقة أوتوماتيكية ، يحكمها عد أوماتيكي لهدب التداخل .

متودر ليمان ( ١٨٧٤ - ١٩٥٤ ) . كان لعدة سنوات مديراً لمعامل الفيزياء في جامعة هارفارد . رائد البحث في طيف الأشعة فوق البنفسجية البعيدة .

\*\* أنظر ل . ر . انخلز ، العلوم الأمريكية ، ١٨٦ ، ٤٥ ( ١٩٥٢ ) ، ج . ف . فيزل ، الفيزياء المعاصرة ، ٢٥٩ ، ٩ ( ١٩٦٨ ) .

### ١٧ - ١٣ التحكم في توزيع الشدة بين الرتب .

لاتنطاق الشدات النسبية للرتب المختلفة لمخزوز مع الحد  $(\sin^2 \beta)/\beta^2$  المستنتج من الحالة المثالية ( المعادلة (١٧ - ٣) ) . ومن الواضح أن الضوء المنعكس من ( أو المنكسر بواسطة ) جوانب الخدوش سوف يسبب تعديلاً هاماً . ولن توجد عادة رتب مختلفة . ومع ذلك ، لن تتأثر مواقع الخطوط الطيفية ، وتبقى ثابتة لأي مخزوز له نفس مسافة المخزوز  $d$  . ويكون المتطلب الأساسي الوحيد لمخزوز هو أنه يولد في الحقيقة بعض التغير الدوري في أي من السعة أو الطور في الموجة الحائدة . وتعين الشدات النسبية للرتب المختلفة عندئذ بالتوزيع الزاوي للضوء الحائد من عنصر منفرد ، عرضه  $d$  ، على سطح المخزوز . وينظر هذا المخزوز المثال الحيود فتحة واحدة . وسيكون هذا في المخزوز المخدوش بمثابة عامل مركب ، كان يعتبر غير محكوم بصفة عامة في أوائل أيام صناعة المخزوز . وحديثاً جداً تمكن ر . د . وود من إنتاج محازيز تقوم بتركيز حوالى ٩٠٪ من الضوء الذى له طول موجى معين في رتبة واحدة في جانب واحد . ومن ثم أمكن التغلب على أحد العيوب الرئيسية للمحازيز مقارنة بالمناشير ، وهو وجود أطراف متعددة



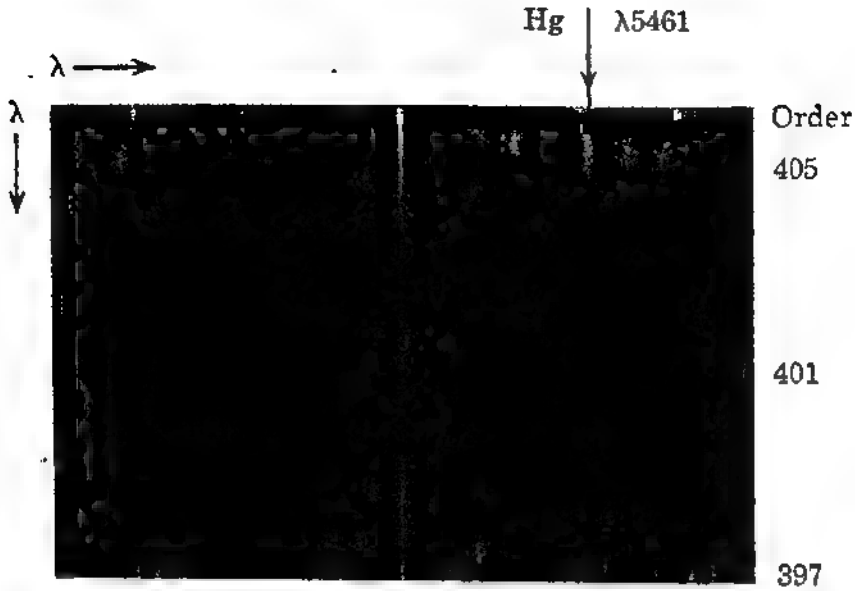
شكل ١٧ - ١١ : تركيز الضوء في اتجاه معين بواسطة (أ) مخزوز درجى (ب) مخزوز درجى عاكس .

أحرقت تجارب وود الأولى بمحازيز تعمل في منطقة الأشعة تحت الحمراء ، مسافة المخزوز لها كبرة مما أتاح التحكم في شكل الخدوش بسهولة . ويكون لهذه المحازيز التي تسمى المحازيز الدرجية خدوش لها جانب واحد مستو ضوئياً يميل بزاوية  $\phi$  يعكس الجزء الأعظم من الإشعاعات تحت الحمراء نحو رتبة ينبغي أن تكون متألقة [ ( الشكل ١٧ - ١١ (أ) ]

وبطبيعة الحال يحيد الضوء من أى من هذه السطوح بزاوية ملموسة ، تقاس بنسبة الطول الموجي إلى عرض السطح  $b$  وعندما بدأ خدش الحزوز على الألومنيوم وجد أنه من الممكن التحكم في شكل الخدوش الرفيعة المطلوبة للضوء المرئي وللأشعة فوق البنفسجية . وبشكل طرف الماس المدب وتهيئته التهيئة المناسبة يمكن الآن إنتاج المحازيز التي توضح تألق الضوء عند أى زاوية مرغوب فيها .

وتاريخياً ، كان ميكلسون أول من طبق مبدأ تركيز الضوء في رتب معينة بمحورزه الدرجي ( شكل ١٧ - ١١ (ب) ) يتكون هذا الجهاز من ٢٠ إلى ٣٠ لوحاً مستوياً متوازياً متراصة معاً مزاحة بعضها عن بعض بقيمة ثابتة  $b$  حوالى ١ مم . وكان التسمك ، عادة ١ سم بحيث تكون مسافة المحزوز كبيرة جداً ويظهر التركيز في رتب عالية جداً . ولقد كانت المحازيز الدرجية التي استخدمها ميكلسون محازيز منفذة ، لكن فروق المسير الأكبر والترتب الأعلى تنتج من النوع العاكس الذي صنعه وليامز . وفي أى حالة ، يتركز الضوء في اتجاه عمودى على واجهات الدرجات . وتظهر على الأكثر رتبتان لها طول موجى معين تحت أقصى حيود . ويكون لهذه مثل هذه القيم الكبيرة  $m$  ( حوالى  $2\pi/\lambda$  للنوع العاكس و  $(n-1)/\lambda$  للنوع المنفذ ) التي تكون قوة التحليل  $mN$  لها عالية جداً ، حتى مع عدد من الأنواع  $N$  أقل نسبياً . ومن هذه الناحية ، يكون هذا الجهاز مشابهاً لمقياس التداخل ويتطلب بنفس الطريقة تفريقاً مساعداً لفصل الخطوط موضع الدراسة . وحيث أنه يعاني كما في حالة لوح ليوم - جيوك من نفس عيب نقص المرونة ، لذلك لا يستخدم المحزوز الدرجى هذا الأيام إلا قليلاً .

وثمة نوع هام من المحزوز يسمى المحزوز الدرجى يكون وسطاً بين محززة حيود ذرجية ومحززة حيود درجية ، مسافات حزوزه عريضة نسبياً ، حوالى ٨٠ في السنتيمتر . وهذه لها الشكل الموضح في الشكل ١٧ - ١١ (١) ، فقط بميل أكثر إخمداً . أعداد الرتب التي يحدث لها تركيز تكون بالثلاث ، بينما تكون بعشرات الألوف في محززة الحيود الدرجية . وينبغي أن يستخدم المحزوز الدرجى مع وسيلة أخرى مفرقة ، منشور مطياف ( اسكتر وخراف ) عادة ، لفصل الرتب المختلفة . وإذا كان تفريق المحزوز الدرجى في اتجاه عمودى على ذلك للمنشور فإن طيفاً ممتداً يظهر على هيئة شرائط قصيرة متتابعة تمثل رتباً متجاورة كما في الشكل ١٧ - ١٢ . ويكون هذا بمثابة جزء من صورة طيفية أكثر إتساعاً ، تغطى مدى أوسع من الأطوال الموجية ، معامل اللوح الفوتوغرافى هنا يساوى ٥,٠ .



طيف الثوريوم بالمرزوز الدرجهى باذن سامتر ب . ديفيز ، قسم الفيزياء ، جامعة كاليفورنيا ، بركل ، كاليفورنيا .

أنجستروم لكل مم فقط . تقع كل رتبة فى حوالى ١٤ أنجستروم من الطيف ، هذا المدى الذى يغطيه غلاف حيود الحز الواحد . ويكون هذا المدى كافياً لإنتاج قدر معين التكرار من رتبة لأخرى تالية . وثمة خط طيفى يظهر فى الشكل ١٧ - ١٢ على يسار الرتبة ٤٠٥ وهو الخط الأخضر للزئبق الذى يتخذ كمرجع . وتعتمد قوة التحليل الناتجة عن المرزوز الدرجهى على عرضه الكلى ( المعادلة ١٧ - ١١ ) ، وقد تكون اكبر ٥٠ مرة من تلك للمطيف المساعد . ويكون هذا كافياً لتحليل التركيب فوق الدقيق للخط الأصفر . وبجانب تحليله العالى وتفريق يتميز المرزوز الدرجهى بإنتاجه طيفاً متألّقاً وتسجيل الأطياف بصورة محكمة جداً .

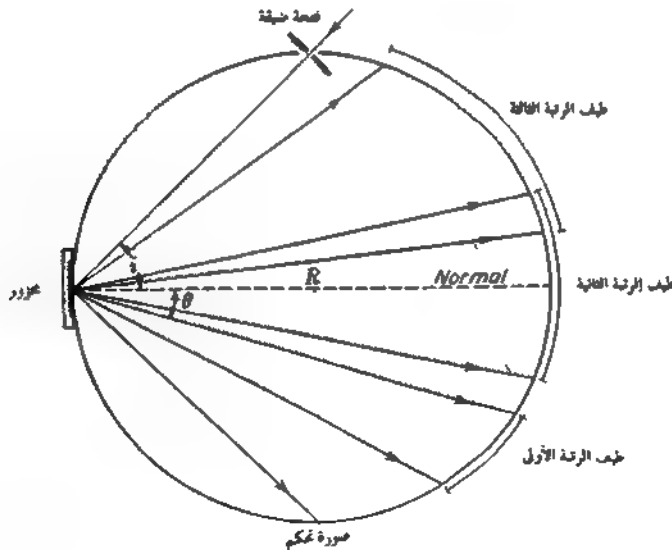
## ١٧ - ١٤ قياس الطول الموجى بمرزوز الحيود

تستخدم عادة محازيز عرضها من ٢ إلى ٥ سم مثبتة على منصدة المنشور فى المطيف المزود بمجمع وتلسكوب . إذ يمكن بقياس زوايا السقوط والحيود لخط طيفى معين حساب الطول الموجى له من معادلة المرزوز [ المعادلة ( ١٧ - ٦ ) ] . وينبغى لهذا معرفة مسافة

المحزور d ، وهذه تعطى عادة مع المحزور . وأول الأطوال الموجية الدقيقة ثم تعيينها هذه الطريقة ، مسافة المحزور يتم إيجادها بعد الخدوش في مسافة معينة بواسطة ميكروسكوب متحرك . ( ومتى تم تعيين طول موجي لأحد الخطوط ، يمكن تعيين الأخرى بالنسبة له باستخدام تراكم الرتب ) مثلاً ، سوف ينطبق خط الصوديوم الذي طول موجته ٥٨٩٠ أنجستروم في الرتبة الثالثة على خط آخر  $2\lambda = 5890 \times \frac{2}{3} = 3926.67$  أنجستروم في الرتبة الرابعة . وطبيعي ألا ينطبق خطان تماماً على هذه الصورة ، لكنهما يمكن أن يقعا أقرب ما يكون أحدهما للآخر بدرجة كافية تسمح بتصحيح الفرق بدقة . وطريقة مقارنة الأطوال الموجية ليست دقيقة بالوسيلة الموضحة أعلاه لأن عدسة التلسكوب لا تكون خالية تماماً من الزيغ اللوني . ومن ثم لا تقع بؤرتا الخطين تماماً على نفس المستوى . وللتخلص من هذه المشكلة اخترع رولاند المحزور المقعر وفيه يتم التركيز في البؤرة بواسطة مرآة مقعرة تم عليها عمل الخدوش .

## ١٧ - ١٥ المحزور المقعر

إذا لم تعمل الخدوش على سطح مستو وإنما بدلاً منه على مرآة مقعرة معدنية فإنها تسبب حيود الضوء وتركيزه في بؤرة في نفس الوقت دون الحاجة لاستخدام العدسات . وبجانب التخلص من الزيغ اللوني الموضح أعلاه فإن لهذا المحزور ميزة كبرى هي إمكانية استخدامه في مناطق من الطيف لا تنفذ في العدسات الزجاجية مثل أطيايف الأشعة فوق البنفسجية .

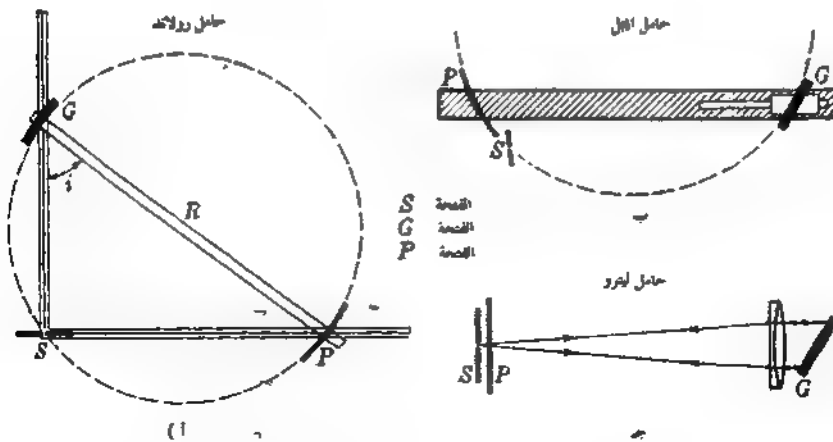


شكل ١٧ - ١٣ : حامل بلاتين لمحزور مقعر .

وثمة معالجة رياضية تتعلق بعمل المحزوز المقعر تقع خارج نطاق هذا الموضوع ، ولكن ربما تشير إلى واحدة من أهم النتائج . فقد وجد إنه إذا كان  $R$  هو نصف قطر إحناء السطح الكرى للمحزوز ، فإن دائرة قطرها  $R$  أى نصف قطرها  $r$  يساوى  $R/2$  يمكن رسمها بحيث تماس المحزوز عند نقطة تتوسطه تحدد الموضع الذى تكون فيه جميع النقط فى المستوى البؤرى ، بفرض أن المصدر وهو بمثابة فتحة ضيقة يقع بدوره على هذه الدائرة . وتسمى هذه الدائرة باسم دائرة رولاند . وتصنع جميع حوامل المحازيز المقعرة بحيث تفى بهذا الغرض . أنظر الشكل ١٧ - ١٤ .

### ١٧ - ١٦ مراسم طيف ( اسبكتروجرافات )

يبين الشكل ١٧ - ١٣ رسماً توضيحياً لصورة شائقة الاستخدام لمحازيز مقعرة كبيرة ، تسمى حوامل باشين . تهباً الفتحة الضيقة على دائرة رولاند ، ليسقط الضوء منها على المحزوز الذى يسبب حيوده إلى أطراف ذات رتب مختلفة . ستركز هذه الأطراف فى بؤر على الدائرة ، ويكون اللوح الفوتوغرافى مثبتاً فى حامل له يعمل على إنحنائه لينطبق على هذا المنحنى . وثمة رتب عديدة فى الطيف يمكن تصويرها آتياً فى هذه العملية . والمجالات التى يغطيها الطيف المرئى فى الرتب الثلاث الأولى موضحة فى الشكل ١٧ - ١٣ بالنسبة لقيمة مسافة المحزوز الموضحة أعلاه . وبالنسبة لرتبة معينة ، توضح المعادلة ( ١٧ - ٧ ) أن التفريق يكون أقل ما يمكن فى الاتجاه العمودى على المحزوز



شكل ١٧ - ١٤ : أحد الأشكال المكرة (ب) أحد الأشكال الأكثر شيوعاً لأطراف ذى محزوز مقعر (ج) حامل محزوز عاكسي مسوى .

(  $\theta$  = صفر ) في حين أنه يزداد على جانبي هذه النقطة . إلا أنه يكون ثابتاً من الناحية العملية في منطقة مناسبة قرب العمود ، لأن جيب التمام يتغير هنا ببطء . وتكون القيمة المألوفة R هي ٢١ قدماً ونصف قطر إنحناء المحرور المقعر يسمى محرور ٢١ - قدماً .

وثمة حاملان آخران شائعا للاستخدام للمحازير المقعرة هما حامل رولاند الذي له قيمة تاريخية فقط ، يثبت المحرور G وحامل اللوح P عند طرفين متقابلين لنزاع صلبة طولها R . نهايتا هذه النزاع تستقران على حاملين قابلين للحركة على طول مسارين يتعامد أحدهما على الآخر . والفتحة الضيقة S مثبتة عند نقطة تقاطع هذين المسارين . وبهذه الوسيلة يمكن أن يتغير جزء الطيف الذي يصل إلى اللوح بواسطة انزلاق القضيب في أحد الاتجاهين ، ومن ثم تتغير زاوية السقوط i . وهذا كما يتضح بحرك S فعلياً حول دائرة رولاند . وفي أي وضع سيركز الطيف في بؤرة على P ، وسيكون بمثابة طيف عمودي تقريباً ( الفقرة ١٧ - ٦ ) لأن زاوية الحيود  $0 \approx \theta$  الصغرى . ويكون المسار SP مدرجاً عادة في أطوال موجية ، إذ ، كما يمكن بيانه بسهولة من معادلة المحرور ، يتناسب الطول الموجي في رتبة معينة تصل إلى P تناسباً طردياً مع المسافة sp .

ولقد حل حامل إيجل محل حامل رولاند وحامل باستين نظراً لإحكامه ومرونته . وهنا يمكن ملاحظة جزء الطيف الذي يحدد في الاتجاه المضاد بزوايا تساوى تقريباً زوايا السقوط . توضع الفتحة الضيقة S عند إحدى طرفي حامل اللوح الفوتوغرافي ، الذي يدور على محور كبوابة عند S والملاحظة الأجزاء المختلفة من الطيف ، يدور المحرور حول محور عمودي على مستوى الشكل . ولذلك ينبغي أن يحرك على طول ممرات أفقية ، ويدار حامل اللوح الفوتوغرافي حتى يقع كل من S, P ثانية على دائرة رولاند . ويمكن أن يوضع الجهاز في صندوق طويل أو غرفة حيث تحفظ درجة الحرارة ثابتة . فالتغيرات في درجة الحرارة تزيح خطوط الطيف نظراً لتغير مسافة المحرور الذي ينتج من تمدد المحرور أو إنكماشه . وفي حالة محرور من سبيكة معدنية يمكن بيان أن أن التغير في درجة الحرارة بمقدار ٠,١ م يزيح خطأ موجته ٥٠٠٠ أنجستروم في أي رتبة بمقدار ٠,٠١٣ . أنجستروم ويستخدم حامل إيجل عادة في أسبكتروجرافات مفرغة للدراسة الأطياف فوق البنفسجية فيما دون ٢٠٠٠ أنجستروم . فنظراً لأن الهواء يمتص هذه الأطوال الموجية ، ينبغي سحب الهواء خارج الأسبكتروجراف ولهذا يكون هذا التركيب المحكم مناسباً للعرض . ويستخدم حامل باستين أيضاً من وقت لآخر في الأسبكتروجرافات المفرغة لضوء يسقط على المحرور بزوايا سقوط مماسية عملية . ويعد حامل ليترو الموصح في

لشكل ١٧ - ١٤ هو الحامل الوحيد الذى يستخدم لتثبيت مجازير مستوية عاكسه كبيرة . من ناحية المبدأ ، فهو أكثر شبيهاً بحامل إيجل ، الفرق الأساسى بينهما أن عدسة لا لوية كبيرة تجعل الضوء الساقط موازياً وتجمع الضوء الذى يحمى في بؤرة عند  $P$  ، ولهذا فهي تقوم مقام عدسات المجمع والتلسكوب معاً في نفس الوقت .

مأخذ وحيد هام للمحزوز المقعر عند استخدامه في الحوامل التى سبق وصفها وهو وجود لا نفطيه شديدة . يكون أقل ما يمكن في حامل إيجل . يحدث هذا العيب في الصورة دائماً عند استخدام المحزوز المقعر بعيداً عن محوره . وتكون النتيجة هنا أن كل نقطة على الفتحة الضيقة تصور كخطين ، أحدهما يقع على دائرة رولاند عمودياً على مستواها ، والآخر في هذا المستوى لكن على مسافة خلف الدائرة . وإذا كانت الفتحة الضيقة مضبوطة عمودياً على المستوى فإن حدة خطوط الطيف لا تتأثر إلى حد خطير بواسطة اللانقطية . ونظراً لزيادة أطوال الخطوط ، يوجد بعض النقص في الشدة : وثمة حقيقة أكثر أهمية أنه من غير الممكن دراسة طيف أجزاء مختلفة من مصدر أو فصل حلقات فايرى - بيرى بإسقاط صورة على شق الأسبكتروجراف . ويكون المطلوب لهذا الغرض هو حامل لا نقطى . وأكثرها شيوعاً حامل وادزورث وفيه بضاد المحزوز المقعر بضوء متوازي . فالضوء من الفتحة الضيقة يمكن جعله متوازياً بواسطة مرآة مقعرة كبيرة ويركز الطيف في بؤرة على مسافة حوالى نصف قطر إنحناء المحزوز .

## مسائل

١٧ - ١ ارسم شكلاً توضيحياً نوعياً لنموذج الشدة لحمس فتحات ضيقة تفصلها مسافات متساوية لها  $d/b = 4$  . رقم عدة نقط على المحور  $x$  بالقيم المناظرة لكل من

$$\gamma, \beta$$

الإجابة انظر الشكل م ١٧ - ١

١٧ - ٢ ارسم شكلاً توضيحياً نوعياً لنموذج الشدة لمربع فتحات ضيقة تفصلها مسافات متساوية لها  $d/b = 3$  . رقم عدة نقط على المحور  $x$  بالقيم المناظرة لكل من

$$\gamma, \beta$$

١٧ - ٣ تسعة مصادر متجانسة ميكرونية الأمواج متفقة في الطور وطولها الموجى ٢.٥٠ سم مرتبة في خط مستقيم جنباً إلى جنب بين مراكزها ١٠ سم . أحسب (أ) الانتساع الزاوى للنهاية العظمى المركزية . أوجد المسافة الزاوية لكل من (ب) النهاية العظمى الرئيسية ، (ج) النهايات العظمى الثانوية .

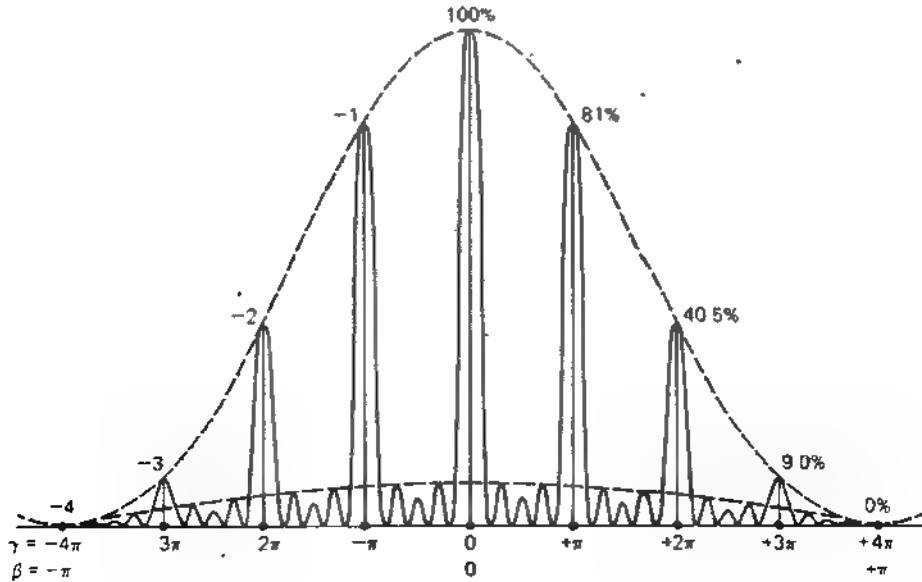
١٧ - ٤ ضوء يتكون من طولين موجيين  $\lambda = ٥٦٠٠$  أنجستروم  $\lambda = ٥٦٥٠$  أنجستروم يسقط عمودياً على محزوز مستوى منفذ به ٢٥٠٠ خطاً (حزاً) في السنتيمتر . يتجمع الضوء المتوازي النافذ بواسطة عدسة بعدها البؤرى ١٢٠ سم على حائل مستو . أوجد المسافة بالسنتيمتر على الحائل بين خطي طيف (أ) في الرتبة الأولى و (ب) في الرتبة الثانية

١٧ - ٥ خطا طيف عند  $\lambda = ٦٢٠٠$  أنجستروم بينها مسافة فاصلة مقدارها ٠,٦٥٢ أنجستروم . أوجد أقل عدد من الخطوط في محزوز بحيث يكفي لتحليل هذين الخطين في طيف الرتبة الثانية .

١٧ - ٦ محزوز حيود به ١٠٠ ألف خط في مسافة مقدارها ٨ سم إستخدم في حالة الرتبة الأولى لدراسة تركيب خط طيف عند  $\lambda = ٤٢٣٠$  أنجستروم . كيف تقارن قوة التحليل اللونية بتلك المنشور من الزجاج زاوية رأسه  $٦٠^\circ$  وطول قاعدته ٨ سم ومعاملات إنكساره ١,٥٦٠٨ عند  $\lambda = ٤٠١٠$  أنجستروم ، ١,٥٤٦٢ عند  $\lambda = ٤٤٥٠$  أنجستروم ؟

الإجابة : قوة تحليل المحزوز = ١٠٠٠٠٠ وقوة تحليل المنشور ٢٦٥٥٠

١٧ - ٧ احسب التفريق (أ) بالأنجستروم لكل درجة (ب) بالدرجات لكل أنجستروم و (ج) بالأنجستروم لكل ملليمتر محزوز به ٣٠٠٠ خطاً كل سنتيمتر عند إستخدامه في طيف الرتبة الثالثة على حائل بواسطة عدسة بعدها البؤرى ٢٠٠ سم .



شكل م ١٧ - ١٠ : رسم توضيحي لشدة الضوء الصادر من محزوز حيود رسم توضيحي به ٥ فتحات ضيقة ، ٤ = انظر المسألة ١٧ - ١

١٧ - ٨ مجموعة من خطوط الطيف في المنطقة ٥٢٠٠ أنجستروم تراد دراستها باستخدام محزوز مسطح عرضه ١٥ سم به ٦٠٠٠ خطاً في السنتيمتر مركب على نظام ليترو . أوجد (أ) أعلى رتبة يمكن استخدامها (ب) زاوية السقوط المطلوبة لملاحظتها (ج) أقل مدى طول موجي يمكن تحليله و (د) معامل اللوح الفوتوغرافي إذا كان البعد البؤري للعدسة ٢,٥ متراً .

١٧ - ٩ محزوز حيود به ٥٠٠٠ خطاً في السنتيمتر يضاء بزوايا سقوط مختلفة بواسطة ضوء طول موجاته ٤٠٠٠ أنجستروم . أرسم شكلاً لحيود حزمة الرتبة الأولى عن اتجاه الضوء الساقط مستخدماً زاوية السقوط من صفر إلى ٩٠ ممثلة على المحور X .

١٧ - ١٠ أوجد (أ) عدد الرتبة و (ب) قوة تحليل محزوز درجي عاكس به ٣٥ لوحاً كل منها سمكه ٩ مم إذا استخدم مع قوس كادميوم للتراسة  $\lambda = ٥٠٨٥,٨٢$  أنجستروم . الإجابة . (أ)  $٣,٥٣٩٢ \times ١٠$  (ب)  $١,٢٣٨٧ \times ٦١٠$

١٧ - ١١ محزوز درجي به ٥٤٠ خطاً لكل سنتيمتر يستخدم لتركيز ضوء الأشعة تحت الحمراء طول موجته ٥ ميكرون في الرتبة الثانية . أوجد (أ) زاوية الوجود المحزوزة بالنسبة لسطح المحزوز و (ب) الفرق الزاوي عند هذا الطول الموجي بفرض السقوط العمودي . إذا أضى هذا المحزوز بضوء أحمر لمصباح هليوم (ج) . ما الرتبة أو الرتب التي يمكن ملاحظتها لـ  $\lambda = ٦٦٧٨$  أنجستروم ؟

١٧ - ١٢ برهن على أن أحداً يمكن أن يعبر عن قوة تحليل محزوز درجي كما يلي  

$$B \text{ عرض المحزوز و } r = \lambda/\Delta\lambda \text{ هو نسبة عمق الخطوط إلى عرضها . بفرض أن الضوء يسقط ويحيد عمودياً على أوجه عرضها } b \text{ . ملاحظة : استخدم القاعدة : قوة التحليل تساوي عدد الأطوال الموجبة في فرق المسير بين الأشعة من الحافتين المتقابلتين للمحزوز .}$$

## الفصل الثامن عشر

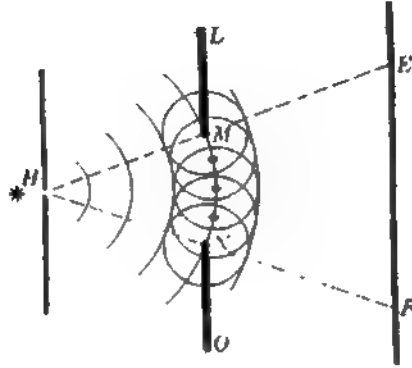
### حيود فرنل

يطلق على تأثيرات الحيود التي يمكن الحصول عليها عندما يكون مصدر الضوء أو الحائل أو كلاهما على مسافة محدودة من فتحة الحيود أو العائق اسم حيود فرنل . ومن أسهل ما يمكن مشاهدة هذه التأثيرات تجريبيا ، إذ يلزم فقط مصدر ضوئي صغير وعائق يحدث عنده الحيود وحائل تتكون عليه هدب الحيود لمشاهدتها . ولقد كانت تأثيرات فرونفور التي تمت مناقشتها في الأبواب السابقة تحتاج إلى عدسات لتجعل الضوء متوازيا ولتجميعه في بؤرة على الحائل . غير أننا نتعامل الآن مع الحالة العامة لضوء منفرج لا تغير اتجاهه عدسة ما . وحيث أن حيود فرنل هو الأسهل ملاحظة فإن من الوجهة التاريخية كان أول نوع تمت دراسته ، بالرغم من أن تفسيره يحتاج إلى نظريات رياضية أكثر صعوبة من تلك التي تلزم لمعالجة الأمواج المستوية في حيود فرونفور . وسنأخذ في الاعتبار في هذا الباب بعض أبسط حالات حيود فرنل التي تقبل التفسير بطرق رياضية وبيانية مباشرة إلى حد ما .

### ١٨ - ١ الظلال

لعل واحدة من أعظم الصعوبات التي اعترضت النظرية الموجية في الضوء عند بدء ظهورها كانت في تفسير مسير الضوء في خطوط مستقيمة وهي حقيقة مرئية . فنحن إذا وضعنا جسما معتما في طريق ضوء صادر من منبع نقطي ، فإنه يلقي ظلًا له على حدود واضحة إلى حد ما وله نفس شكل الجسم . ومع ذلك ، يكون صحيحا أن حافة هذا الظل ليست حادة بمعنى الكلمة ، إذ يتضح عند فحصها عن قرب أنها تشير إلى مجموعة من الشرائط المظلمة والمضيئة في المنطقة المجاورة للحافة مباشرة . ولقد قامت عدة محاولات بواسطة جريمالدي ونيوتن ، أيام نظرية الجسيمات في الضوء ، لإرجاع مثل هذه التأثيرات الصغيرة إلى انحراف جسيمات الضوء عند مرورها بجوار حافة العائق .

ويرجع ما لدينا من تفسير صحيح بدلالة النظرية الموجية إلى العمل الفذ لفرنل . فلقد بين عام ١٨١٥ م أن انتشار الضوء في خطوط مستقيمة ليس فقط الذي يمكن تفسيره على فرض أن الضوء حركة موجية بل إنه بهذه الطريقة يمكن بالتفصيل تعيين هذب الحيود في حالات كثيرة .

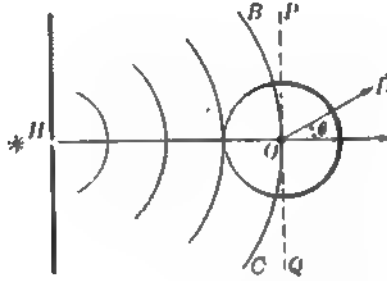


شكل ١٨ - ١ : قاعدة هيجنز المطبقة على الموجات الثانوية من فتحة ضيقة .

ولإدراك صعوبة تفسير الظلال بواسطة الصورة الموجية ، دعنا نأخذ في الاعتبار مرور ضوء منفرج خلال فتحة في حائل . يبدء الضوء في الشكل ١٨ - ١ من ثقب صغير H ، ويسمح لقسم معين MN من صدر الموجة المنفرجة بالمرور خلال الفتحة . وتبعا لقاعدة هيجنز ، يمكن النظر إلى نقطة على صدر الموجة كمصدر للموجات الثانوية . يعطى غلافها عند اللحظة لاحقة موجة منفرجة مركزها H ، محصورة بين الخطين HE و HF . هذه الموجة عندما تتقدم ستولد إضاءة قوية في المنطقة EF على الحائل . لكن جزءاً من كل موجة ثانوية سينتشر أيضاً في الفضاء خلف LM و NO ، ومن ثم يمكن توقع إمتداد بعض الضوء في مناطق الظل الهدسي خارج E و F . في حين أن الخبرة المألوفة تؤكد فعلا عدم وجود إضاءة على الحائل في هذه المناطق إلا فيما بين E و F . وتبعا لفرنل ، يمكن تفسير أن مناطق ما وراء حدود الظل الهدسي تصبها موجات ثانوية ذات علاقات طورية بحيث تتداخل تداخلا هدميا مكونة عمليا إطلاما تاما

الموجات الثانوية لا يمكن أن يكون لها سمات متماثلة في جميع الاتجاهات إذ أنها إذا حدث ذلك ، فإسها ستولد موجة قوية-مساوية في الاتجاه المضاد . في الشكل ١٨ - ١ يمثل الغلاف على الجانب الأيسر من الحائل موجة متجمعة مرتدة نحو H . ومن الواضح

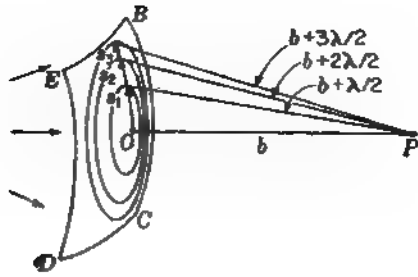
أن مثل هذه الموجة الثانوية تساوى الصفر . وصياغة قاعدة هيجنز بصورة أكثر دقة تحقق هذا الغرض وتعطى أيضا تغير السعة مع تغير الاتجاه كليا . ويتطلب ما يسمى بمعامل الميل ، كما هو موضح في الشكل ١٨ - ٢ ، سعة تتغير بمقدار  $1 + \cos$  ، حيث الزاوية مع الاتجاه إلى الأمام . وتخفض السعة إلى نصف قيمتها في اتجاه P و Q في الشكل أى عند الزوايا المتقاعدة ، وتكون الشدة ربع قيمتها القصوى . وثمة خاصية أخرى للموجبات الثانوية ينبغى إفتراضها للحصول على نتائج صحيحة ، وهى أن تكون متقدمة في الطور بمقدار ربع دورة عن الموجة التى تنتجها . ونتائج هاتين الخاصيتين غير المتوقعتين وكيفية إستنتاجهما سوف تناقش فيما بعد .



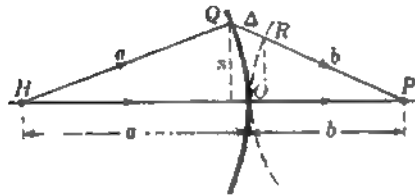
شكل ١٨ - ٢ : معامل الميل لموجبات هيجنز الثانوية .

## ١٨ - ٢ مناطق فرنل نصف الدورية

كمثال لمعالجة فرنل لمشكلات الحيود ، نأخذ أولا في الإعتبار طريقته في إيجاد التأثير الذى ستولده موجة كرية منفرجة قليلا عند نقطة أمام الموجة ليكن BCDE ، في الشكل ١٨ - ٣ ممثلا صدر موجة ضوء أحادى اللون تتحرك نحو اليمين . كل نقطة على هذه الكرة يمكن إعتبارها كمصدر لموجبات ثانوية ، ونرغب في إيجاد التأثير الكلى لها عند نقطة P . لذلك ، نقسم صدر الموجة إلى مناطق بالطريقة الهندسية التالية . نرسم حول النقطة O التى تعد بمثابة قاعدة العمود من P ، مجموعة من الدوائر أبعادها عن O كما تقاس على طول القوس هى  $S_1, S_2, S_3, \dots, S_m$  وتكون بحيث أن كل دائرة تردد أبعادها عن P بمقدار نصف طول موجى . فإذا كانت المسافة  $b = OP$  فإن الدوائر ستكون على أبعاد  $b + \lambda/2, b + 2\lambda/2, b + 3\lambda/2, \dots, b + m\lambda/2$  عن P .



شكل ١٨ - ٣ : تكوين مناطق نصف دورية على صدر موجة كرية .



شكل ١٨ - ٤ : الفرق في المسار Δ عند مسافة S من قطب صدر موجة كرية .

مساحات المناطق  $S_n$  أى مساحة الحلقات بين الدوائر المتتالية تكون متساوية عمليا . ولإثبات هذا ، نشير إلى الشكل ١٨ - ٤ حيث يمثل قطاع من الموجة نصف قطره  $a$  ينتشر من  $H$  . إذا رسمت الآن دائرة نصف قطرها  $b$  ( الدائرة المتقطعة ) ومركزها عند  $P$  ونماسة الصدر الموجة عند  $Q$  قطبها ، فإن المسار  $HQP$  يكون أطول من  $HOP$  بالجزء الموضح بواسطة  $\Delta$  . ولحواف المناطق ينبغي أن يكون فرق المسار مضاعفات كاملة  $\lambda/2$  . ولتقديرها ، نشير أولا إلى أنه في جميع مسائل الضوء تكون المسافة  $S$  صغيرة عند مقارنتها مع  $a$  و  $b$  . وعندئذ يمكن إعتبار  $S$  كمسافة عمودية بين  $Q$  والمحور ، ويمكن مساواة  $\Delta$  بمجموع عمقى التقعر للقوسين  $OQ$  ، و  $OR$  . ومن معادلات عمق التقعر ، يكون لدينا عندئذ

$$\Delta = \frac{s^2}{2a} + \frac{s^2}{2b} = s^2 \frac{a+b}{2ab} \quad ( ١٨ - ١ )$$

وتكون أنصاف الأقطار  $s_m$  لمناطق فرنل بحيث أن

$$( ٢ - ١٨ )$$

$$m \frac{\lambda}{2} = s_m^2 \frac{a+b}{2ab}$$

وتصح مساحة أى منطقة

$$( ٣ - ١٨ ) \quad S_m = \pi(s_m^2 - s_{m-1}^2) = \pi \frac{\lambda}{2} \frac{2ab}{a+b} = \frac{a}{a+b} \pi b \lambda$$

لذلك ، مع التقريب الذى تم أخذه فى الاعتبار ، تكون المساحة ثابتة ولا تتوقف على  $m$  .  
والتقدير الأكثر دقة سيوضح أن المساحة تزداد ببطء شديد مع  $m$  .

ونراعى تبعا لقاعدة هيجنز أن كل نقطة على الموجة تبث موجبات ثانوية لها نفس الطور . ستصل هذه إلى  $P$  مختلفة فى الطور إذ أن كلا منها يقطع مسافة مختلفة . الموجبات الثانوية الصادرة من منطقة معينة لن تختلف فى الطور بأكثر من  $\pi$  ، وحيث أن كلا منطقة تزداد بعدا عن  $P$  بمقدار  $\lambda/2$  فى المتوسط ، فإنه يتضح أن المناطق المتتالية تنتج محصلات عند  $P$  تختلف بمقدار  $\pi$  . وستناول هذه الحالة بالدراسة بالتفصيل فى الفقرة ١٨ - ٦ . والإختلاف فى الإهتزازات بين المناطق المتتالية بمقدار نصف دورة هو أصل تسميتها مناطق نصف دورية . وإذا رمزنا بالرمز  $A_m$  لمحصلة السعة للضوء الصادر من المنطقة  $m$  ، فإن القيم المتتالية لـ  $m$  سنأخذ إشارات متغيرة بالتناوب لأن تغير الطور بمقدار  $\pi$  يعنى إنعكاس اتجاه متجه السعة . وعندما نرمز للسعة المحصلة لكل الموجة بالرمز  $A$  ، فإنه يمكن كتابتها كمجموع المتوالية

$$( ٤ - ١٨ ) \quad A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + (-1)^{m-1} A_m$$

وثمة معاملات ثلاثة تعين مقادير الحدود المتتابعة فى هذه المتتالية :

(١) لأن مساحة كل منطقة تحدد عدد الموجبات التى تسهم بها ، تكون الحدود متساوية تقريبا لكنها ينبغي أن تزداد ببطء ؛ (٢) حيث أن السعة تتناسب عكسيا مع متوسط المسافة بين  $P$  والمنطقة ، فإن مقادير الحدود تتناقص بكمية تزداد بزيادة  $m$  ؛ و (٣) لأن الميل يزداد ، فإن مقاديرها ستتناقص . ولهذا يمكننا التعبير عن السعة الناتجة عن المنطقة  $m$  كما يلى :

$$( ٥ - ١٨ ) \quad A_m = \text{const} \frac{S_m}{d_m} (1 + \cos \theta)$$

حيث  $d_m$  متوسط المسافة إلى  $P$  و  $O$  الزاوية التى يترك الضوء بها المنطقة . وتبدو فى الصورة الموضحة نسب معامل الميل المقروص فى الفقرة السابقة . ويبين الآن الحساب الدقيق لـ

$S_m$  أن المعامل  $b$  في المعادلة ١٨ - ٣ ينبغي إستبداله بواسطة  $b + \Delta$  ، حيث  $\Delta$  فرق المسير لمتصف المنطقة . وحيث أنه في نفس الوقت تكون  $d_m = b + \Delta$  ، فإنها نجد أن النسبة  $S_m/d_m$  تكون ثابتة ، ولا تتوقف على  $m$  . ومن ثم نكون قد تركنا فقط تأثير عامل الميل  $1 + \cos$  ، الذي يسبب تناقص الحدود المتتالية في المعادلة ١٨ - ٤ بضع شديد . يكون التناقص أول الأمر أقل ما يكون ، بسبب التغير السريع في  $\theta$  مع  $m$  ، لكن السعات سرعان ما تصبح متساوية تقريبا ،

وبهذه المعرفة للتغير في مقدار الحدود ، يمكننا تقدير مجموع المتتالية بتصنيف حدودها بإحدى الطريقتين التاليتين . بفرض أن  $m$  عدد فردى

( ١٨ - ٦ )

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \frac{A_m}{2}$$

$$= A_1 - \frac{A_2}{2} - \left( \frac{A_2}{2} - A_3 + \frac{A_4}{2} \right) - \left( \frac{A_4}{2} - A_5 + \frac{A_6}{2} \right) - \dots - \frac{A_{m-1}}{2} + A_m$$

ونظرا لأن السعات  $A_1, A_2, \dots$  لا تتناقص الآن بمعدل منتظم ، فكل واحدة تكون أقل من المتوسط الحسابى للسابقة لها واللاحقة . ومن ثم تكون الكميات بين الأقواس في المعادلتين السابقتين كميات موجبة ، وينبغي أن تبقى المتباينات :

$$\frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2} < A < A_1 - \frac{A_2}{2} - \frac{A_{m-1}}{2} + A_m$$

ونظرا لأن السعات لأى منطقتين متجاورتين متساوية تقريبا ، يكون من الممكن مساواة  $A_1$  بـ  $A_2$  و  $A_m$  بـ  $A_{m-1}$  . وتكون النتيجة

( ١٨ - ٧ )

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$$

وإذا أخذنا  $m$  كعدد زوجى ، فإننا نجد بنفس الطريقة أن :

$$\frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2} = A$$

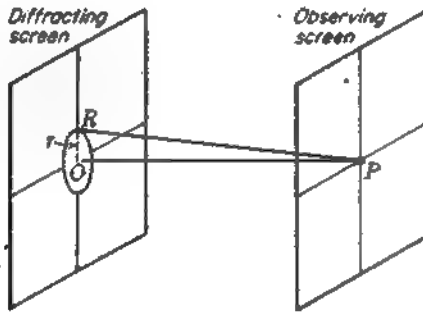
ولذلك تكون النتيجة أن السعة المحصلة عدد  $P$  الناجمة عن المناطق  $m$  إما نصف مجموع وإما نصف فرق السعتين اللتين تسهم بهما المنطقتان لتقسم كل الموجة الكرية إلى مناطق .



عملية تساوى الصفر . فكأن الشدة قد تدنت إلى الصفر تقريباً كنتيجة لزيادة حجم الفتحة . وأى زيادة إضافية في  $r$  سينتج عنها تغير في الشدة من نهاية عظمى إلى نهاية صغرى في كل مرة يصبح فيها عدد المناطق فردياً أو زوجياً .

وبشأن نفس التأثير بتحريك نقطة الملاحظة  $P$  باستمرار نحو الفتحة على طول العمود أو بعيداً عنها . إذ يتغير حجم المناطق . بحيث إذا كانت  $P$  في الأصل عند الموضع الذى يكون فيه  $PR-PO$  من الشكل ١٨ - ٦ هو  $\lambda/2$  ( منطقة واحدة هي المحصورة ) ، وبتحريك  $P$  نحو الحائل سيزيد هذا الفرق في المسير إلى  $2\lambda/2$  ( منطقتان ) ،  $3\lambda/2$  ( ثلاث مناطق ) ، إلخ . ولهذا تكون لدينا نهايات عظمى ونهايات صغرى على طول محور الفتحة .

لا تعطى الإعتبارات السابقة أية معلومات عن الشدة عند نقط بعيدة عن المحور . وتوضح الدراسة الرياضية ، التى لا تناقشها لصعوبتها\* ، أن النقطة  $P$  تكون غاطة بمجموعة من هذب الحيود الدائرية .



شكل ١٨ - ٦ : هندسة الضوء النافذ من خلال فتحة دائرية .

وثمة عدة صور فوتوغرافية لهذه الهدب موضحة في الشكل ١٨ - ٧ . ثم إنقاط هذه الصور بوضع لوح فوتوغرافى على بعد مناسب خلف الفتحات الدائرية ذات الحجم المختلفة ، والمضاءة بواسطة ضوء أحادى اللون من منبع ضوئى قريب . بدءاً من الجزء العلوى الأيسر للأشكال ، تعرض الفتحات المتساوية لمنطقة واحدة ، لمطقتين ،

لثلاث مناطق ، إلخ .. تغير مركز نموذج الحيود من الإضاءة إلى الإظلام يُوضح النتيجة التي تم الحصول عليها فيما سبق . ونموذج الحيود الكبير على اليمين تم الحصول عليه بفتحة تشتمل على ٧١ منطقة .

#### ١٨ - ٤ الحيود عند عائق دائري

عندما تستبدل الفتحة الدائرية بقرص دائرة ، تؤدي طريقة فرنل إلى إستنتاج مثير هو أنه ينبغي أن توجد نقطة مضيئة عند مركز الظل . وللمعالجة هذه الحالة ، يكون من المناسب البدء في رسم المناطق عند حافة القرص . إذا كانت  $d = PR$  ، في الشكل ١٨ - ٦ ، فإن الحافة الخارجية للمنطقة الأولى ستكون على بعد  $d + P$  ، والثانية على بعد  $d +$  وهكذا . ويكون مجموع المثالية التي تمثل السعات من كل المناطق في هذه الحالة ، كما سبق ، هي نصف السعة من المنطقة الأولى على حدة . ويمكن الحصول عليها في الشكل ١٨ - ٥ بحذف بعض المنهجيات الأولى فقط . ومن ثم تكون الشدة عند  $P$  عملياً مساوية لتلك الناجمة عن الموجة التي لا يحجبها شيء . وهذه تنطبق فقط بالنسبة لنقطة ما على المحور ، إلا أنه ، لنقطة بعيدة عن المحور تكون الشدة صغيرة ، معطية حلقات ضعيفة متحدة المركز . في الشكل ١٨ - ٨ (أ) و (ب) الذي يوضح صوراً فوتوغرافية لنقطة مضيئة ، تقوى هذه الحلقات بصورة غير ملائمة بالنسبة للنقطة بواسطة زيادة التعريض . وقد كان المصدر في (ج) ، بدلاً من نقطة ، بمثابة صورة فوتوغرافية سالبة لتثال وودرو ويلسون على لوح شفاف مضاء من الخلف . ويعمل القرص على نحو ما كعدسة غير مصقولة في تكوين الصورة ، إذ أنه لكل نقطة على الجسم توجد بقعة مضيئة مناظرة على الصورة .

وتوضح الدراسة التامة للحيود عند عائق دائري أنه بجانب البقع والحلقات الخافتة في الظل ، توجد هذب دائرية لامعة تحدد الجزء الخارجي للظل . وهذه مماثلة في مصدرها لهذب الحيود عن الحافة المستقيمة التي تم دراستها في الفقرة ١٨ - ١١ .

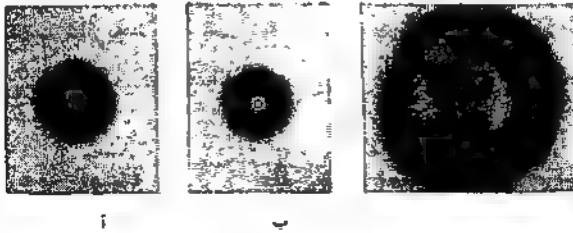
يمكن رؤية البقعة المضيئة في مركز ظل قطعة معدنية لستت واحد بواسطة فحص منطقة الظل الناشئة عن قوس ضوء على بعد عدة أمتار ، ومن الأفضل إستخدام عدسة مكبرة . تكون البقعة في هذه الحالة بالغة الصغر ومن الصعب إيجادها . ويكون من السهل رؤيتها مع جسم أصغر ، مثل كرة إرتكاز .



شكل ١٨ - ٧ : حيود الضوء بواسطة فتحات دائرية صغيرة ( موافقة هافورد ) .

## ١٨ - ٥ : اللوح ذو المناطق

هو بمثابة حائل خاص مصمم بحيث يحجب الضوء من المناطق نصف دورية واحدة دون أخرى . تكون النتيجة هي التخلص إما من جميع الحدود الموجبة في المعادلة ١٨ - ٤ وإما من جميع الحدود السالبة . ستزداد السعة عند  $P$  ( الشكل ١٨ - ٣ ) في أى من الحالتين عدة مرات عن قيمتها في الحالات السابقة . ويمكن عمل لوح المناطق بسهولة عمليا برسم دوائر متحدة المركز على ورقة بيضاء ، أنصاف أقطارها متناسبة مع الجذر التربيعي للأعداد الصحيحة ( أنظر الشكل ١٨ - ٩ ) . تظلل المناطق واحدة دون الأخرى ، ثم تصور منها صورة فوتوغرافية مصغرة . عندما توضع الصورة السالبة في طريق ضوء صادر من منبع نقطى قريب ، تنشأ عنه شدة كبيرة عند نقطة على محوره

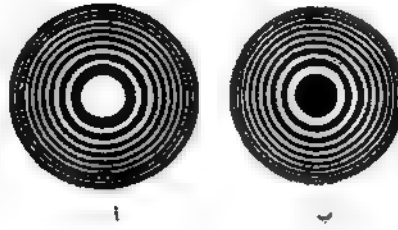


شكل ١٨ - ٨ : الحيود بواسطة عائق دائرى (أ) و (ب) مصدر نقطى (ج) صورة سالبة لودرد ويلسون كمصدر . ( موافقة هافورد ) .

على مسافة مناظرة لحجم المناطق والطول الموجى للضوء المستخدم . وتتضمن المعادلة ( ١٨ - ٢ ) العلاقة بين هذه

الكميات ، وهذه يمكن كتابتها لتفى بالغرض الحالى كما يأتى :

$$m \frac{\lambda}{2} = \frac{s_m^2}{2} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad ( ١٨ - ٨ )$$



شكل ١٨ - ٩ : ألواح ذات مناطق .

لذلك نرى أنه لقيم معينة لـ  $a, b$  و  $\lambda$  ينبغى أن يكون للمناطق  $s_m \approx \sqrt{m}$

تكون البقعة المضيفة الناتجة عن اللوح ذى المناطق بالغة الشدة بحيث يعمل اللوح إلى حد كبير كعدسة . لهذا افترض أن العشر مناطق الفردية الأولى هى المكشوفة ، كما فى اللوح ذى المناطق الشكل ١٨ - ٩ (أ) . يخلف هذه السعات  $A_1, A_3, A_5, \dots, A_{19}$  ( أنظر الشكل ١٨ - ٥ ) ، يكون مجموعها ١٠ أمثال  $A_1$  تقريباً . ويعطى صدر الموجة الكلى  $A_1/2$  ، ومن ثم ، باستخدام ١٠ مناطق مكشوفة فقط ، نحصل على سعة عند  $P$  تساوى ٢٠ مثلاً عن نظيرتها إذا أزيل اللوح . وتكون الشدة لذلك أكبر بـ ٤٠٠ مرة . وإذا غطيت المناطق الفردية ، سيكون للسعات  $A_2, A_4, A_6, \dots$  نفس التأثير . ويتبع بعد الجسم وبعد الصورة قانون العدسة المعتاد ، إذ أنه بالمعادلة ( ١٨ - ٨ )

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{m\lambda}{s_m^2} = \frac{1}{f}$$

يكون للبعد البؤرى  $f$  قيمة  $b$  عند  $a = \infty$  ، أى

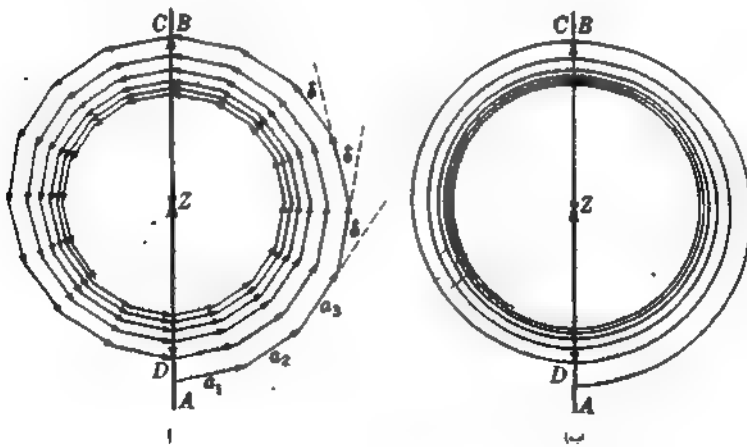
$$f = \frac{s_m^2}{m\lambda} = \frac{s_1^2}{\lambda} \quad ( ١٨ - ٩ )$$

وتوجد أيضا صور أكثر خفوتا مناظرة الأبعاد البؤرية  $f/3, f/5, f/7, \dots$ ، إذ أنه عند هذه المسافات تحتوى كل منطقة على اللوح ٣ ، ٥ ، ٧ ، .. من مناطق فرنل . إذا احتوت ٣ مناطق مثلا ، فإن تأثيرات إثنين منهما تلاشى بعضها بعضا ويبقى تأثير الثالثة .

عم إختراع اللوح ذى المناطق بوضوح بواسطة لورد رالى كما يبدو حددنا ف مذكرته ، المؤرخة في ١١ أبريل عام ١٨٧١ م : « إن تجربة حجب مناطق هيجنز الفردية لزيادة الضوء عند المركز نجحت جدا ... »

## ١٨ - ٦ منحنى الإهتزاز في حالة التقسيم الدائرى لصدر الموجة

تعتمد فكرتنا عن منحنى الإهتزاز . في حيود فرونتيوفر عند فتحة واحدة ( الفقرة ١٥ - ٤ ) على تقسيم الموجة المستوية إلى عناصر مساحة بالغة الصغر تكون بمثابة شرائط اتساعها صغير جدا تكون موازية لفتحة الحيود . وجد أن المتجهات التى تمثل الإسهامات السعة من هذه



شكل ١٨ - ١٠ : حلزون الإهتزاز لمناطق فرنل نصف الدورية لفتحة دائرية .

العاصر تعطى قوسا في دائرة . هذا الذى يسمى التقسيم الشريطي لصدر الموجة يكون ماسيا عندما يكون مصدر الضوء فتحة ضيقة وفتحة الحيود مستطيلة . ولسوف يناقش التقسيم الشريطي لصدر موجة منفرجة من مثل هذا المصدر فيما بعد ( الفقرة

١٨ - ٨) . وتتضمن طريقة تقسيم الموجة الكرية من مصدر نقطى المناسبة لأى حالة حيود بواسطة فتحات أو عوائق دائرية مناطق دائرية بالغة الصغر .

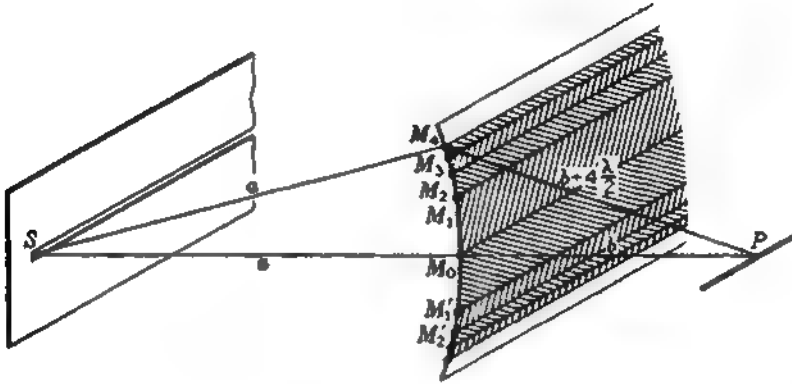
ولنأخذ أولاً فى الاعتبار الشكل البيانى للسعة عندما تكون المنطقة الأولى نصف الدورية مقسمة إلى ثمان تحت مناطق ، كل منها مرسوم بنفس الكيفية المستخدمة فى المناطق نصف الدورية ذاتها . تعمل تحت المناطق هذه برسم دوائر على صدر الموجة ( الشكل ١٨ - ٣ ) أبعادها عن P هي

$$b + \frac{1}{8}\lambda, b + \frac{2}{8}\lambda, \dots, b + \frac{1}{2}\lambda$$

الضوء الذى يصل إلى P من مختلف النقط فى تحت المنطقة الأولى لن يختلف فى الطور بأكثر من  $\pi/8$  . محصلتها يمكن تمثيلها بالمتجه  $a_1$  فى الشكل ١٨ - ١٠ (أ) . ولهذا يضاف الآن  $a_2$  ، السعة المحصلة الناجمة عن تحت المنطقة الثانية ، ثم  $a_3$  الناجمة عن تحت المنطقة الثالثة ، وهكذا . ستزداد مقادير هذه المتجهات ببطء شديد كنتيجة لعامل الميل . وسيكون الفرق فى الطور  $\delta$  بين كل متجهين متتاليين ثابتا ويساوى  $\pi/8$  . وتؤدى إضافة جميع تحت المناطق الثان إلى المتجه AB كسعة محصلة من المنطقة الأولى نصف الدورية . ومع استمرار تقسيم المنطقة الثانية نصف الدورية إلى تحت مناطق ، نحصل على CD كمحصلة لهذه المنطقة ، و AD كمجموع لأول منطقتين . تناظر هذه المتجهات تلك الموضحة فى الشكل ١٨ - ٥ . ويعطى تتابع المناطق نصف الدورية بقية الشكل كما هو موضح .

الانتقال إلى منحنى الإهتزازات فى الشكل ١٨ - ١٠ (ب) ينتج من زيادة عدد تحت المناطق كثيرا فى منطقة نصف دورية معينة . ويكون المنحنى الآن هو حلزون الإهتزازة ، الذى يقترب فى نهاية الأمر من Z عندما تغطى المناطق نصف الدورية كل الموجة الكرية . تكون أى دورة بمثابة دائرة تقريبا لكنها ليست مغلقة تماماً نظراً للنقص البطيء فى مقادير السعات كل على حدة . وتصبح أهمية المتتالية ذات السعات المتناقصة والمتغيرة الإشارة ، المستخدمة فى الفقرة ١٨ - ٢ الخاصة بالمناطق نصف الدورية تصبح أكثر وضوحاً عندما تبقى فى ذاكرتنا المنحنى الموضح فى الشكل ١٨ - ١٠ ب فله مبرة إضافية تسمح لنا مباشرة بتعيين السعة المحصلة الناجمة عن أى ضميل من المناطق . وينعى الإشارة باللماسبة أن السعة المحصلة AZ ، التى هى نصف السعة الناجمة عن المنطقة الأولى نصف الدورية ، تصبح ٥٩٠ متخلفة فى الطور عن مركز مجموعة المناطق . ولا يمكن

أن يكون هذا صحيحاً ، إذ أنه من المستحيل تغيير الطور المحصل للموجة فقط بتقسيمها إلى مناطق ثم جمع تأثيراتها . ويكون التعارض بمثابة خلل في نظرية فرنل الناتجة من التقريب الذى اتخذ في تلك المشكلة والذي لا يظهر في المعالجة الرياضية المعقدة .



شكل ١٨ - ١١ : موجة إسطوانية من شق ضيق مضاء تاسقياً . الشرائط نصف الدورية مرقمة على صدر الموجة .

## ١٨ - ٧ . فتحات وعوائق ذات حواف مستقيمة

إذا كان لشكل حائل الحيود حواف مستقيمة كذلك لشق ضيق أو سلك بدلاً من شكلها الدائري ، يكون من الممكن استخدام شق ضيق كمصدر ضوئى أفضل من النقطة . يبيأ الشق يوازى تلك الحواف ، بحيث تنتظم هدب الحيود المستقيمة الناتجة عن كل عنصر له نفس الطول على حائل الملاحظة . وثمة زيادة ملحوظة في الشدة يتم الحصول عليها بهذه الوسيلة . في دراسة مثل هذه الحالات ، يكون من الممكن النظر إلى صدر الموجة غلاف أسطوانى ، كما في الشكل ١٨ - ١١ . ويمكن صحيحاً أن يعزى مثل هذا الغلاف الأسطوانى إلى موجيات هيجنز المنبعثة من النقاط المختلفة على الشق ، ينبغي أن تتبع هذه مترابطة ، إلا أنه من الناحية العملية لا يكون هذا صحيحاً عادة . بعض النظر ، عندما تضاف الشدات ، كما هو مطلوب في الإنبعثات التلقائى ، يكون النموذج الناتج مماثلاً لذلك الناتج بواسطة موجة إسطوانية مترابطة . خلال المعالجة التالية لبعض الحالات المتضمنة حواف مستقيمة ، سنحاول التبسيط بإفترض أن الشق المصدر مضاء بحزمة متوازية أحادية اللون ، بحيث تنبعث منها موجة إسطوانية فعلاً .

## ١٨ - ٨ التقسيم الشريطي لصدر الموجة

تعتمد الطريقة المناسبة لبناء العناصر نصف الدورية على صدر ٨ موجة إسطوانية على تقسيمها إلى شرائط ؛ حوافها تزداد بعداً عن  $p$  بمقدار نصف طول موجي على التتابع ( الشكل ١٨ - ١١ ) . ولهذا تكون النقط  $M_1, M_2, \dots$  على الجزء الدائري من الموجة الأسطوانية على أبعاد  $b, b, b + \lambda/2, b + \lambda/2, \dots$  تكون  $M$  على الخط المستقيم  $SP$  . تمتد الآن الشرائط نصف الدورية  $M_1, M_2, M$  على طول صدر الموجة الموازي للشرق . يمكننا تسمية هذه الطريقة التقسيم الشريطي لصدر الموجة .

في مناطق فرنل التي تم الحصول عليها بالتقسيم الدائري ، كانت مساحات المناطق متساوية تقريباً . ولا يكون هذا صحيحاً بأي حال مع نوع التقسيم الحالي . إذ تكون مساحات الشرائط نصف الدورية متناسبة مع إتساعاتها ، التي تتناقص بسرعة كلما إتجهنا على طول صدر الموجة بعيداً عن  $M_0$  . وحيث أن هذا التغير ملحوظ بدرجة اكبر من أى تغير في معامل الميل ، فإن الأخير يمكن التغاضي عنه .

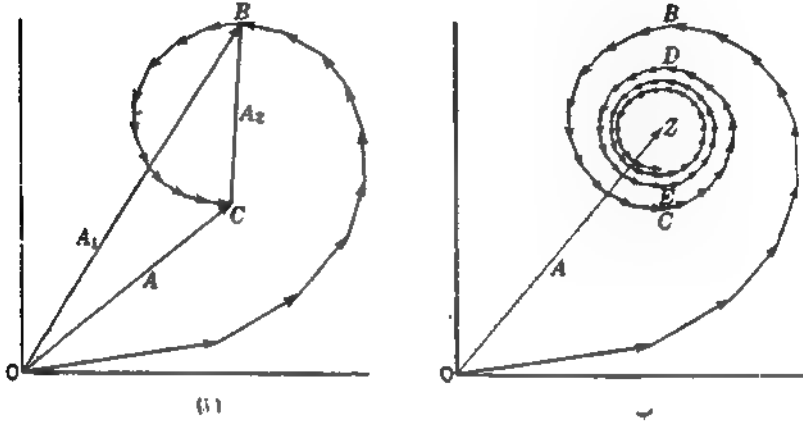
يتم الحصول على الرسم البياني للسعة في الشكل ١٨ - ١٢ (أ) بتقسيم الشرائط إلى تحت شرائط بكيفية مماثلة لتلك التي تم إستعراضها في الفقرة ١٨ - ٦ للمناطق الدائرية . فبتقسيم الشريط الأول فوق  $M_0$  إلى تسعة أجزاء ، نجد أن متجهات السعات التسع من تحت الشرائط تمتد من  $O$  إلى  $B$  ، معطية محصلة  $OB = A_1$  ، لأول الشرائط نصف الدورية . يعطى ثاني الشرائط نصف الدورية بالمثل تلك المتجهات بين  $C, B$  ، بمحصلة  $BC = A_2$  . وحيث أن السعات تتناقص الآن بسرعة ، فإن  $A_2$  تكون أقل بكثير عن  $A_1$  ، ويكون الفرق في الطور بينها أكبر من  $\pi$  . تكرار عملية تحت التقسيم هذه للشرائط المتتابة على النصف العلوي للموجة يعطى الرسم البياني الأكثر إكتظاظاً في الشكل ١٨ - ١٢ (ب) . تتخذ المتجهات هنا شكلاً حلزونياً نحو  $Z$  ، بحيث تصبح المحصلة لجميع الشرائط نصف الدورية فوق القطب  $M_0$  هي  $OZ$  .

## ١٨ - ٩ منحني الإهتزازة للتقسيم الشريطي.

### حلزون كورنو

عندما نراجع العناصر الشريطية التي تكون إتساعاتها بالغة الصغر ، نحصل على منحني الإهتزازة كحلزون أمّس ، جزء من موضح في الشكل ١٨ - ١٣ . والمنحني الكامل لكل صدر الموجة يتم إنجازة خلال عدد أكثر من الدورات ، تنتهي عند النقطة

الجزء الذى أخذ فى الاعتبار فيما سبق هو الجزء من  $O$  إلى  $Z$  فقط . يشأ المصنف السفلى  $Z'O$  من اسهامات الشرائط نصف الدورية تحت  $M_0$  .  
هذا المنحنى الذى يسمى حلزون كورنو\* ، يتميز بحقيقة أن الزاوية  $\delta$  التى يصنعها



شكل ١٨ - ١٩ : الرسم البيانى للعبة لتكوين حلزون كورنو .

مع الأحداثى  $x$  تتناسب طردياً مع مربع المسافة  $b$  على طول المنحنى من نقطة الأصل . ومع تذكر أن  $S$  تمثل ، فى منحنى الإهتزازة ، التخلف فى الطور للضوء من أى عنصر فى صدر الموجة ، نحصل على هذا التعريف للمنحنى بإستخدام المعادلة ( ١٨ - ١ ) للفرق فى المسير ، كما يلى :

$$( ١٨ - ١٠ ) \quad \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{\pi(a+b)}{ab\lambda} s^2 = \frac{\pi}{2} v^2$$

أدخلنا هنا متغيراً جديداً يستخدم فى رسم حلزون كورنو ، أى

$$( ١٨ - ١١ ) \quad v = s \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}}$$

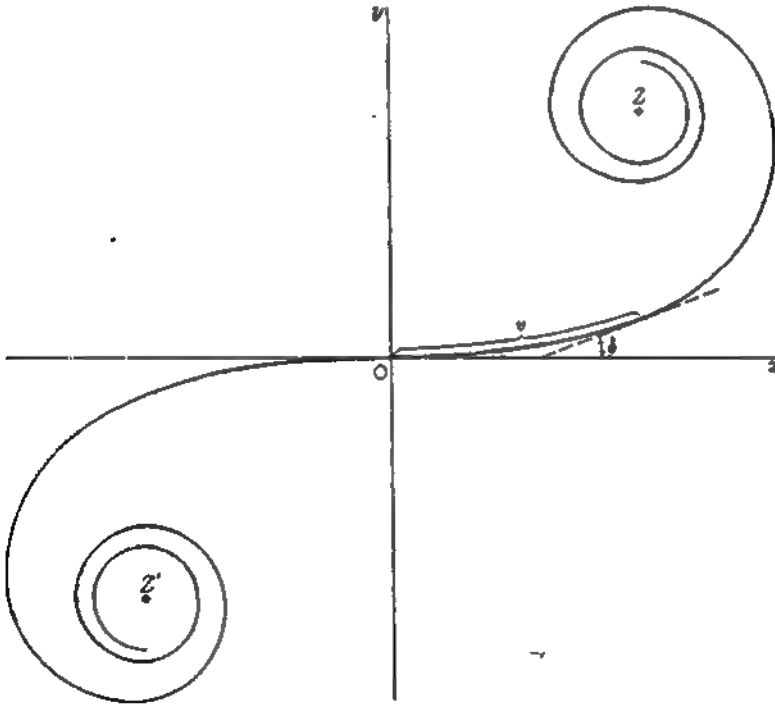
وتم التعريف بمثل هذه الطريقة لجعله بلا أبعاد ، بحيث يمكن إستخدام نفس المنحنى لأى مشكلة ، بغض النظر عن القيم الخاصة  $a, b$  و  $\lambda$  .

\*م . أ . كورنو ( ١٨٤١ - ١٩٠٢ ) أستاذ الفيزياء التجريبية فى مدرسة البوليتكنيك ، باريس .

## ١٨ - ١٠ تكاملات فرنل

يمكن التعبير عن الأحداثيات  $y, x$  لحلزون كرنو كمياً بواسطة تكاملين ومعرفتهما ستسمح بالرسم والحسابات الدقيقة . ويمكن إستنتاجهما بسهولة كبيرة كما يلي . حيث أن الفرق في الطور  $\delta$  هو الزاوية التي تحدد ميل المنحني عند أى نقطة ( أنظر الشكل ١٨ - ١٣ ) ، فإن التغيرات في الأحداثيات لازاحة صغيرة معينة  $dv$  على طول الحلزون تعطى بواسطة

$$dx = dv \cos \delta = \cos \frac{\pi v^2}{2} dv \quad dy = dv \sin \delta = \sin \frac{\pi v^2}{2} dv$$



شكل ١٨ - ١٣ : حلزون كورنو مرسوم ليشمل خمس مناطق نصف دورية على كل من جانبي القطب .

حيث تم إدخال قيمة  $\delta$  من المعادلة ( ١٨ - ١٠ ) . لهذا ، تصبح احداثيات أى نقطة  $(x, y)$  على حلزون كورنو

$$\dot{x} = \int_0^v \cos \frac{\pi v^2}{2} dv \quad (١٨ - ١٢)$$

$$y = \int_0^v \sin \frac{\pi v^2}{2} dv \quad (١٨ - ١٣)$$

نعرف هذه بتكاملات فرنل . لا يمكن إجراء التكامل لها في صورة مغلقة لكنها تؤدي إلى متاليات لا نهائية يمكن تقديرها بطرق عديدة . وبالرغم من التقدير الفعلي بالغ التعقيد ليعطى هنا ، فإننا ضمنا جدولاً قيمياً عددية للتكاملات ( الجدول ١٨ - ١ ) . وطريقة إستخدامها في حسابات دقيقة لنماذج حيود مشروحة في الفقرة ١٨ . ١٤ .

ولنفحص أولاً بعض مظاهر حلزون كورنو الكمي للشكل ١٨ - ١٤ الذى يمثل رسماً بيانياً لتكامل فرنل . وتعطى احداثيات أى نقطة على المنحنى قيمها بالنسبة للحد العلوى المعين  $v$  في المعادلات ( ١٨ - ١٢ ) و ( ١٨ - ١٣ ) . مقياس  $v$  مدون مباشرة على المنحنى وله أقسام متساوية على امتداد طوله . ومن المفيد جداً تذكر مواضع النقط  $v = 1, \sqrt{2}$  و ٢ على المنحنى . إنها تمثل نصف ، واحد واثنان من الشرط نصف الدورية ، على الترتيب ، كما يمكن إثبات بحساب قيم  $\delta$  المناظرة من المعادلة ( ١٨ - ١٠ ) . ومع ذلك ، تكون إحداثيات النقطتين الطريقتين  $Z, Z'$  أكثر أهمية . إنها  $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$  و  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$  على الترتيب .

كما في أى منحنى إهتزازي ، يمكن الحصول على السعة الناجمة من أى جزء من صدر الموجة بإيجاد طول الونر لأى قطاع من المنحنى . يعطى مربع هذا الطول الشدة . هذا يمكن إستخدام حلزون كورنو في الشكل ١٨ . ١٤ للحل بالرسم البيانى لمسائل الحيود ، كما سيوضح فيما بعد . ينبغي الإشارة بداية ، أن القيم العددية المحسوبة بهذه الطريقة تكون مع ذلك متسوية لقيمة  $c$  للموجة التي لا يحجبها شيء . ومن ثم ، إذا كانت  $A$  تمثل أى سعة يتم الحصول عليها من الرسم البيانى ، فإن الشدة  $I$  ، معبراً عنها ككسر من تلك التي يمكن أن توجد إذا لم يوجد حائل ، والتي نرمز لها بالرمز  $I_0$  ، هي

\* بالنسبة للطرق المستخدمة في تقدير تكاملات فرنل أنظر ر . و . وود : بصريات فيزيائية : طبعة ثابتة من ١٩٤٧ . شركة ماكميلان . نيويورك ، ١٩٢١ : أعادت طبعه دار نشر دوفر نيويورك ١٩٦٨ .

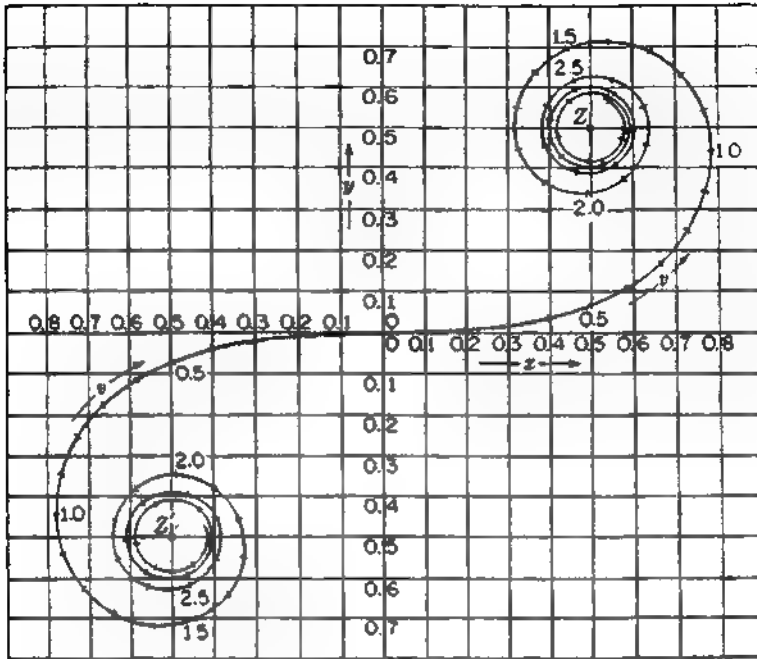
(١٤ - ١٨)

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}A^2$$

جدول ١٨ - ١ جدول تكاملات فرنل

v	x	y	v	x	y	v	x	y
0.00	0.0000	0.0000	3.00	0.6058	0.4963	5.50	0.4784	0.5537
0.10	0.1000	0.0005	3.10	0.5616	0.5818	5.55	0.4456	0.5181
0.20	0.1999	0.0042	3.20	0.4664	0.5933	5.60	0.4517	0.4700
0.30	0.2994	0.0141	3.30	0.4058	0.5192	5.65	0.4926	0.4441
0.40	0.3975	0.0334	3.40	0.4385	0.4296	5.70	0.5385	0.4595
0.50	0.4923	0.0647	3.50	0.5326	0.4152	5.75	0.5551	0.5049
0.60	0.5811	0.1105	3.60	0.5880	0.4923	5.80	0.5298	0.5461
0.70	0.6597	0.1721	3.70	0.5420	0.5750	5.85	0.4819	0.5513
0.80	0.7230	0.2493	3.80	0.4481	0.5656	5.90	0.4486	0.5163
0.90	0.7648	0.3398	3.90	0.4223	0.4752	5.95	0.4566	0.4688
1.00	0.7799	0.4383	4.00	0.4984	0.4204	6.00	0.4995	0.4470
1.10	0.7638	0.5365	4.10	0.5738	0.4758	6.05	0.5424	0.4689
1.20	0.7154	0.6234	4.20	0.5418	0.5633	6.10	0.5495	0.5165
1.30	0.6386	0.6863	4.30	0.4494	0.5540	6.15	0.5146	0.5496
1.40	0.5431	0.7135	4.40	0.4383	0.4622	6.20	0.4676	0.5398
1.50	0.4453	0.6975	4.50	0.5261	0.4342	6.25	0.4493	0.4954
1.60	0.3655	0.6389	4.60	0.5673	0.5162	6.30	0.4760	0.4555
1.70	0.3238	0.5492	4.70	0.4914	0.5672	6.35	0.5240	0.4560
1.80	0.3336	0.4508	4.80	0.4338	0.4968	6.40	0.5496	0.4965
1.90	0.3944	0.3734	4.90	0.5002	0.4350	6.45	0.5292	0.5398
2.00	0.4882	0.3434	5.00	0.5637	0.4992	6.50	0.4816	0.5454
2.10	0.5815	0.3743	5.05	0.5450	0.5442	6.55	0.4520	0.5078
2.20	0.6363	0.4557	5.10	0.4998	0.5624	6.60	0.4690	0.4631
2.30	0.6266	0.5531	5.15	0.4553	0.5427	6.65	0.5161	0.4549
2.40	0.5550	0.6197	5.20	0.4389	0.4969	6.70	0.5467	0.4915
2.50	0.4574	0.6192	5.25	0.4610	0.4536	6.75	0.5302	0.5362
2.60	0.3890	0.5500	5.30	0.5078	0.4405	6.80	0.4831	0.5436
2.70	0.3925	0.4529	5.35	0.5490	0.4662	6.85	0.4539	0.5060
2.80	0.4675	0.3915	5.40	0.5573	0.5140	6.90	0.4732	0.4624
2.90	0.5624	0.4101	5.45	0.5269	0.5519	6.95	0.5207	0.4591

للتحقق من هذا العرض ، نشير إلى أنه تبعاً للمناقشة في الفقرة ١٨ - ٨ فإن متجهاً  
يرسم من 0 إلى Z يعطى السعة الناجمة عن الجزء العلوي من الموجة . وبالمثل ، يعطى  
متجه من Z إلى 0 تلك الناجمة من النصف السفلي يكون لكل منها مقدار  $1/\sqrt{2}$  ، بحيث



شكل ١٨ - ١٤ : حلزون كورنو ، الرسم البياني لكاملات لوريل .

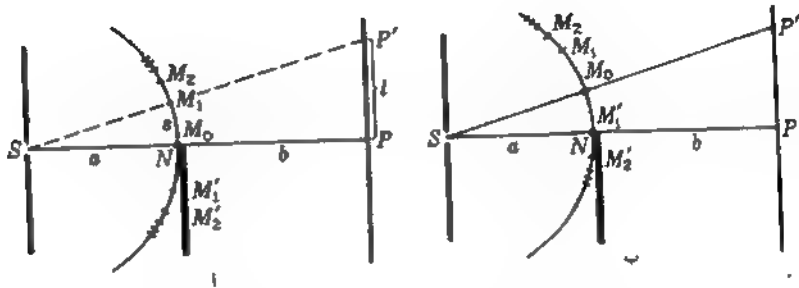
ينتج عند إضافتهما وتربيع المجموع الشدة الناتجة عن كل الموجة ، نجد أن  $I_0 = 2$  مع المقياس المؤلف المستخدم في الشكل ١٨ - ١٤ \*

### ٨ - ١١ الحافة المستقيمة

إن دراسة الحيود بواسطة حائل مفرد حافته مستقيمة ربما تكون أسهل تطبيق لحلزون كورنو . يمثل الشكل ١٨ - ١٥ (أ) جزءاً من مثل هذا الحائل ، الذي تكون حافته موازية لشق S . الشرائط نصف الدورية المناظرة للنقطة P التي تقع على حافة الظل

\* ينهى الإشارة إلى أن طور الموجة الناتجة هو  $45^\circ$  ، أو  $\frac{1}{8}$  الدورة خلف تلك للموجة القادمة من مركز مجموعة المناطق ( موجبات هيجنز التي تصل P من  $M_0$  في الشكل ١٨ - ١١ . ثمة اختلاف في الطور مماثل ، في هذه المرة  $\frac{1}{4}$  دورة ، يظهر في معالجة المناطق الباثية في الفقرة ١٨ - ٦ . لمناقشة الاختلاف في الطور في حلزون كورنو ، أنظر ر . و . ديتشون ، « الضوء ص ٢١٤ . دار نشر العلوم الداخلية . نيويورك ، ١٩٥٣ .

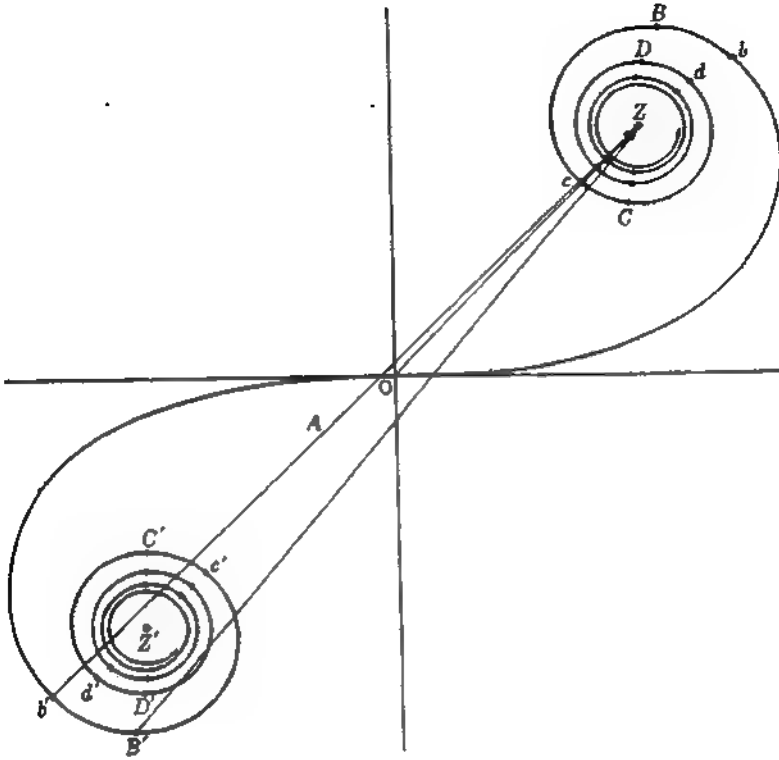
الهندسى مشار إليها في هذا الشكل على صدر الموجة . لإيجاد الشدة عند  $P$  ، نشير إلى أنه إذا كان الصف العلوى للموجة هو المؤثر ، فإن السعة تكون بمثابة خط مستقيم يصل بين  $O$  و  $Z$  ( الشكل ١٨ - ١٦ ) وطوله  $1/\sqrt{2}$  . مربع هذا هو  $1/2$  ، بحيث تكون الشدة عند حافة الظل هي تماما  $1/4$  تلك التى تم إيجادها فيما سبق للموجة التى لا يحجبها شيء .



شكل ١٨ - ١٥: موضعان مختلفان للشرائط نصف الدورية بالنسبة للحافة المستقيمة  $N$  .

اعتبر بعد ذلك مباشرة الشدة عند النقطة  $P$  . [ الشكل ١٨ - ١٥ ] (أ) التى تقع على بعد  $l$  فوق  $P$  . وكى تكون أكثر تحديداً ، لنكن  $P$  واقعة في الاتجاه  $SM_1$  حيث  $M_1$  الحافة العليا لأول شريط نصف دورى . وبالنسبة لهذه النقطة ، يقع مركز الشرائط نصف الدورية  $M_0$  على الخط المستقيم الواصل بين  $S$  و  $P'$  ، ومن ثم يبنى إعادة رسم الشكل بالكيفية الموضحة في الشكل ١٨ - ١٥ (ب) . تقع الحافة المستقيمة الآن عند النقطة  $M'_1$  ، بحيث لا تكون جميع الشرائط نصف الدورية فوق  $M_0$  هي المكشوفة فقط بل والشريط الأول تحت  $M_0$  . لذلك ، تمثل السعة المحصلة  $A$  على الحلزون الموضح في الشكل ١٨ - ١٦ بواسطة الخط المستقيم الواصل بين  $B$  و  $Z$  . وتكون هذه السعة أكبر من ضعف نظيرتها عند  $P$  وتكون الشدة  $A^2$  أكبر من أربعة أمثالها .

بدءاً من نقطة الملاحظة  $P$  عند حافة الظل الهندسى ( الشكل ١٨ - ١٥ ) ، حيث تعطى السعة بواسطة  $OZ$  ، إذا حركنا النقطة باستمرار إلى أعلى فإن ذيل متجه السعة يتحرك إلى اليسار على طول الحلزون ، بينما تظل رأسه ثابتة عند  $Z$  . وسوف تبلغ السعة بوضوح نهاية عظمى عند  $B$  ، ونهاية صغرى عند  $C$  ، ونهاية عظمى أخرى عند  $d$  ، وهكذا ، لتقترب في النهاية من القيمة  $Z'$  للموجة التى لا يعترضها شيء . وإذا اتجهنا إلى



شكل ١٨ - ١٩ : حلزون كورنو الذي يوضح محصلات نموذج حدود الحافة المستقيمة .

أسفل من  $p$  ، في الظل الهندسي ، فإن ذيل متجه السعة يتحرك نحو اليمين من  $O$  ، وستناقص السعة باستمرار مقتربة من الصفر .

وللحصول على قيم كمية للشدات من حلزون كورنو ، يكون من الضروري قياس طول  $A$  فقط لقيم مختلفة من  $\theta$  . ويعطى مربع  $A$  الشدة . وعلاقات السعة والشدة البيانية مع  $\theta$  موضحة بالأشكال ١٨ - ١٩ (أ) و (ب) ، على الترتيب . سيتضح أن الشدة عند النقطة  $O$  ، التي تقابل حافة الظل الهندسي ، قد هبطت إلى ربع نظيرتها لقيم  $\theta$  الكبيرة السالبة ، حيث تقترب من القيمة في حالة الموجة التي لا يعترضها شيء . وتمثل الأحرف الأخرى المقابلة للنقط المرقمة بالمثل على الحلزون ،  $B', C', D', \dots$  واحدا ، إثني ، ثلاثة ، وهكذا من الشرائط نصف دورية المكشوفة تحت  $M_0$  . وتظهر الهيايات العظمى والصغرى لهدب الحيود هذه قبل الوصول إلى هذه النقط بقليل . فعلى سبيل المثال ،

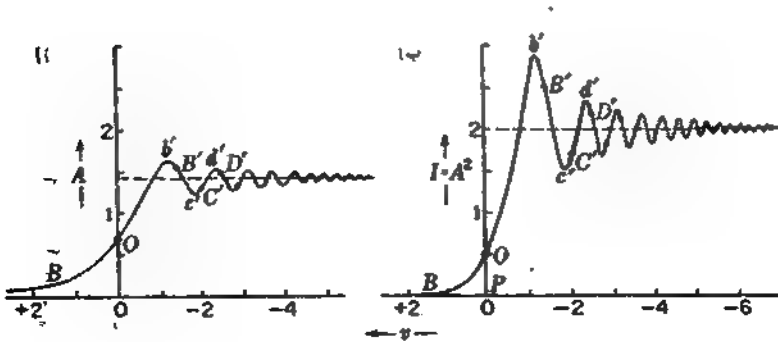
تعطى النهاية العظمى الأولى عند  $b'$  عندما يتخذ متجه السعة  $A$  التوضع الموضح في الشكل ١٨ - ١٦ . ويمثل الشكل ١٨ - ١٨ صوراً فوتوغرافية لنموذج الحيود عند الحافة المستقيمة . تم التقاط صورة النموذج (أ) بضوء مرئي لقوس زئبقى و (ب) بأشعة سينية ،  $\lambda$  لها يساوى ٨,٣٣ أنجستروم . ويمثل الشكل ١٨ - ١٨ (ج) الأثر المرسوم للكثافة الضوئية للصورة (أ) المشار إليها أعلاه مباشرة ، تم عمله بميكروفوتومتر

ولعل ملاحظات نموذج حيود الحافة المستقيمة الأكثر شيوعاً من ناحية واللافتة للنظر من ناحية أخرى ، تحدث عند النظر إلى أحد مصابيح الشارع البعيدة خلال نظارة عليها رذاذ مطر . فحافة قطرة المطر المستقرة على الزجاج تعمل كمنشور ، فتحرف الأشعة نحو إنسان العين وإلا لن تدخل إليها . ولما بعد الحافة ، يبدو المجال معتماً ، لكن حد القطيرة الخارجى يرى كرقعة براقية غير منتظمة محدودة يهدب حيود بالغة الشدة كتلك الموضحة في الشكل ١٨ - ١٨ . الهدب واضحة جداً ، وثمة عدد مذهل يمكن رؤيته ، يمكن التسليم به بسبب التأثير اللائفى للإنكسار .

## ١٨ - ١٢ إنتشار الضوء فى خطوط مستقيمة

عندما نبحث مقياس رسم النموذج السابق لحالة معينة ، يصبح سبب إنتشار الضوء تقريباً فى خطوط مستقيمة واضحاً . لنفرض أن فى حالة معينة  $b = a = 100$  سم و  $\lambda = 5000$  أنجستروم . من المعادلة ( ١٨ - ١١ ) يكون لدينا عندئذ

$$s = \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}} = 0.0354 \text{ cm}$$



شكل ١٨ - ١٧ : (أ) كونتور السعة و (ب) الشدة لحيود فرنل عند الحافة المستقيمة .

هذه هي المسافة على طول الموجة [ الشكل ١٨ - ١٥ (أ) ] . ولتحويلها إلى مسافات على الحائل ، نلاحظ من الشكل أن :

$$l = \frac{a+b}{a} s = v \sqrt{\frac{b\lambda(a+b)}{2a}}$$

( ١٥ - ١٨ )

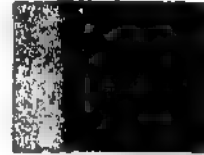
لذلك ، يكون في الحالة المعينة المختارة

$$l = 2s = 0.0708v \quad \text{cm}$$

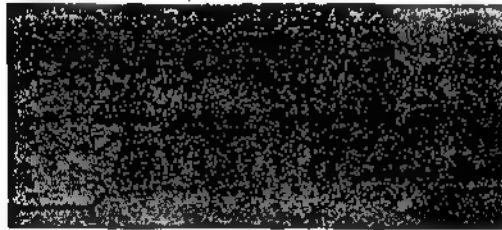
الآن في الشكل ١٨ - ١٧ (ب) تكون الشدة عند النقطة  $v = +2$  هي  $0.025$  ،  $\frac{1}{8}$  فقط من الشدة في حالة عدم وجود الحافة المستقيمة . لهذه النقطة تساوى  $0.142$  سم ، ومن ثم تقع فقط على بعد  $1.42$  مم



(أ)



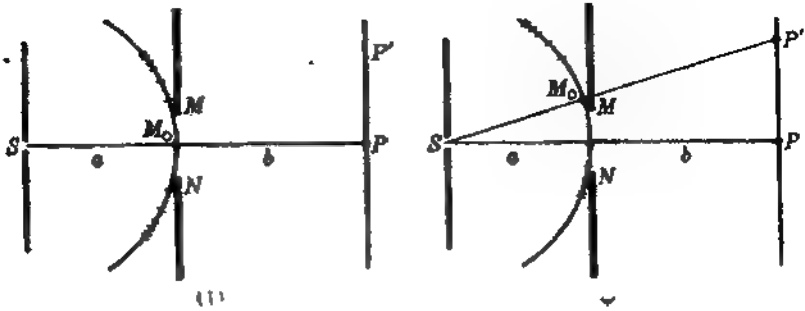
(ب)



الشكل ١٨ - ١٨ : نماذج حيود الحافة المستقيمة مع (أ) ضوء مرئي طول موجته  $4300$  أنجستروم (ب) أشعة سينية طول موجتها  $8.33$  أنجستروم (ج)  $1$  سم (أ) بالميكروفونوتر .

## ١٨ - ١٣ الشق الطولي

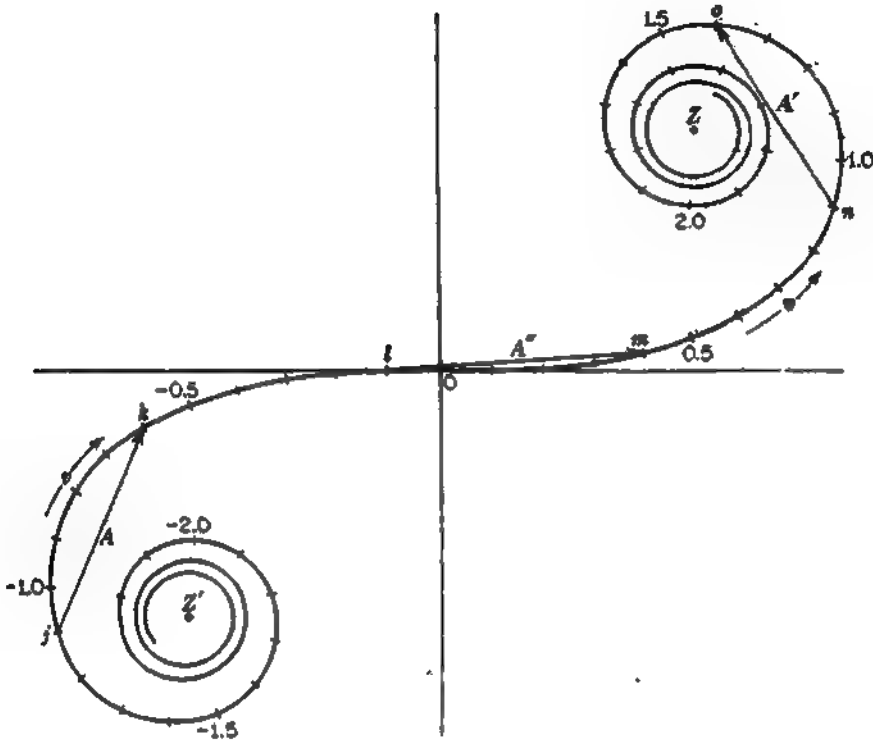
نأخذ بعد ذلك مباشرة حيود فرنل عند فتحة مستطيلة ضيقة واحدة حافتها مواريتان لمصدر  $S$  على هيئة فتحة مستطيلة ضيقة [ الشكل ١٨ - ١٩ (أ) ] . ونريد تعيين توزيع الضوء على الحائل  $PP$  باستخدام حلزون كورنو . بوضع الفتحة المستطيلة للضيقة كما هو موضح ، يعمل كل جانب كحافة مستطيلة تحجب الأطراف الخارجية لمصدر الموجة . رأينا من قبل في الفقرة ١٨ - ١١ كيفية دراسة نموذج حيود الحافة



شكل ١٨ - ١٩ : تقسيم صدر الموجة لحيود فرنل بواسطة فتحة مستطيلة ضيقة واحدة .

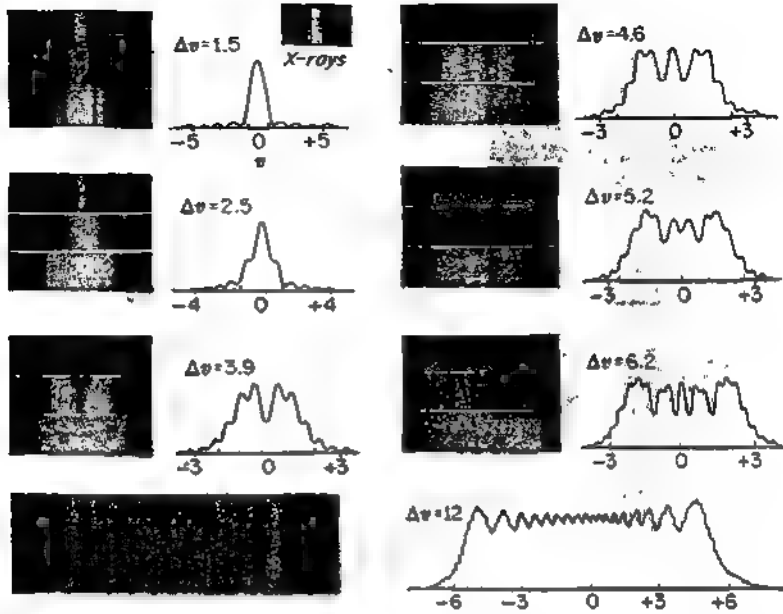
المستقيمة الواحدة ، والطريقة المستخدمة هنالك يمكن تطبيقها في الحالة الحاضرة . يجعل الفتحة في وسط الشكل ١٨ - ١٩ (أ) يكون الضوء الذي يصل إلى P هو فقط الصادر عن صدر الموجة في الفترة  $\Delta s = MN$  . وبدلالة حلزون كورنو ينبغي لنا تعيين الطول  $\Delta s$  المناظر لانتساع الفتحة  $\Delta s$  . ليتم مع عمل هذا بالمعادلة ( ١٨ - ١١ ) مع استخدام  $\Delta s$  بدلا من  $s$  . لتكن  $a = ١٠٠$  سم ،  $b = ٤٠٠$  سم ،  $\lambda = ٤٠٠٠$  أنجستروم  $= ٠,٠٠٠٠٤$  سم ، وانتساع الفتحة  $\Delta s = ٠,٠٢$  سم . وبالتعويض في المعادلة ( ١٨ - ١١ ) نحصل على  $\Delta s = ٠,٥$  . وتمطي السعة المحصلة عند P عندئذ بوتر الحلزون ، يكون طول قوسه  $\Delta s = ٠,٥$  . وحيث أن نقطة الملاحظة P مكانها في الوسط ، فإن هذا القوس سيبدأ عند  $s = -٠,٢٥$  ويستمر حتى  $s = +٠,٢٥$  هذه السعة A التي تساوي تقريبا  $٠,٥$  عند تجميعها تعطي السعة عند P .

إذا أردنا الآن الشدة عند P' [ الشكل ١٨ - ١٩ (ب) ] ، ينبغي مراجعة الصورة بإعادة تقسيم صدرا الموجة كما هو موضح . مع نقطة الملاحظة عند P ، يكشف نفس صدر الموجة  $\Delta s = ٠,٠٢$  سم ، ومن ثم يكون نفس طول الحلزون ،  $\Delta s = ٠,٥$  هو الطول المؤثر . سوف يتأخر هذا الجزء على النصف الأسفل من صدر الموجة موضعا جديدا للقوس على النصف الأسفل للحلزون . أفرض أن هذا يمثل بواسطة القوس  $k$  و  $j$  في الشكل ١٨ - ٢٠ . تكون السعة المحصلة متناسبة طرديا مع الوتر A ، ويعطى مربعها الشدة النسبية . ومن ثم ، لإيجاد التغير في الشدة على طول الحائل في الشكل ١٨ - ١٩ ، تعمل على إنزلاق قطعة من الحلزون ذات طول ثابت  $\Delta s = ٠,٥$  إلى



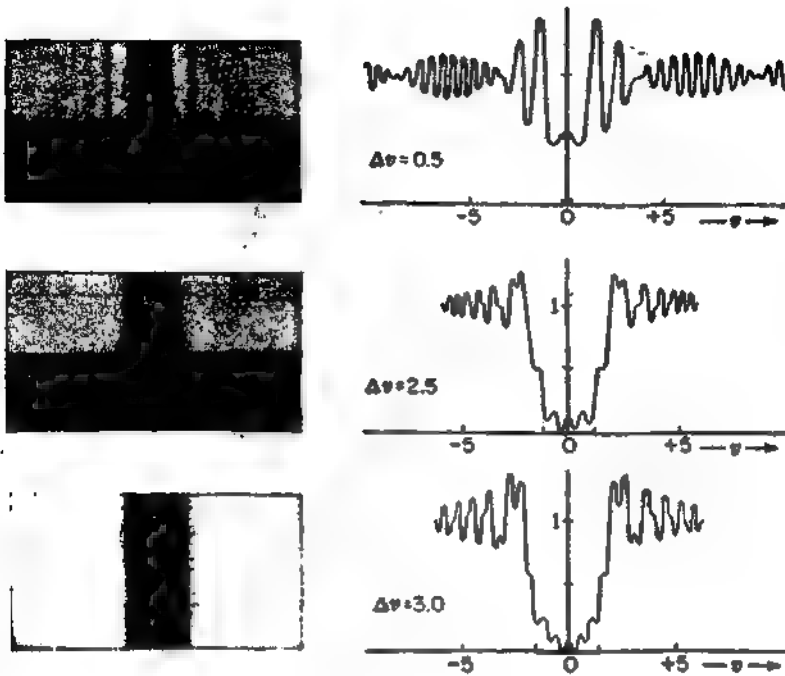
شكل ١٨ - ٢٠ : حلزون كورنو الذي يوضح أوتار الأقواس المتساوية الطول  $v$

نقاط معنفة ونقيس أطوال الأوتار المناظرة لإيجاد السعات . وللمعالجة مسألة بعينها ، يمكن للطلّاب أن يعمل مقياساً مستقيماً مقسماً وحدات  $v$  إلى أجزاء من عشرة ، وأن يقيس الأوتار على رسم بياني صحيح كما في الشكل ١٨ - ١٤ ، واستخدام مقياس الرسم بالنسبة إلى  $v$  على الحلزون للحصول على طول ثابت  $v$  للقوس . ويمكن عندئذ أن تعطى النتائج في جدول من ثلاثة أعمدة تمثل  $A, v$  و  $A^2$  . وقيمة  $v$  التي ينبغي إدخالها هي تلك للنقطة التي تتوسط القوس الذي يقاس الوتر  $A$  له . على سبيل المثال ، إذا قيست الفترة من  $v = 0.9$  إلى  $v = 1.4$  ( الشكل ١٨ - ٢٠ ) ، تكون القيمة المتوسطة لـ  $v = 1.15$  هي التي تدون في الجدول مقابل  $A = 0.43$  .



شكل ١٨ - ٢١ . حيود فرنل للضوء المرئي عبر شقوق مستطيلة مفردة مختلفة الإتساع ( نموذج حيود الأشعة السينية موافقة الكبلستروم ، جامعة أوسالا ، أوسالا ، السويد ) .

موضح في الشكل ١٨ - ٢١ صور فوتوغرافية لعدد من نماذج فرنل للحيود عند فتحة مستطيلة ضيقة مختلفة الإتساع ، مع منحنيات الشدة المناظرة بمحاورها . رسمت هذه المنحنيات باستخدام حلزون كورونو . تجدر الإشارة إلى ملاحظة مواضع حواف الظل الهندسة للفتحة المستطيلة الضيقة الموضحة في الأشكال البيانية ( موضحة على الأحادي  $v$  ) . يسقط ضوء قليل جدا خارج هذه النقط . وفي حالة فتحة ضيقة جدا كتلك الفتحة الأولى حيث  $\Delta v = 1.5$  ، يكون نموذج الحيود مشابها إلى حد كبير نموذج حيود فرونهورف لفتحة ضيقة واحدة . الفرق الجوهرى بينهما ( قارن الشكل ١٥ - ١٤ ) هو أن النهايات الصغرى هنا لا تساوى الصفر تماما إلا عندما تكون  $v$  كبيرة جدا . نموذج حيود الفتحة الواحدة الصغيرة أعلى الشكل ثم التقاطه بأشعة سينية طول موجتها ٨,٣٣ أنغستروم ، بينا ألتقطت المتبقية بواسطة ضوء مرئي طول موجته ٤٣٥٨ أنغستروم . عندما تصبح الفتحة أكثر إتساعا ، تعاني الهدب من تغيرات سريعة جدا ، لتقترب في حالة الفتحة الواسعة من المظهر العام لنماذج حيود حافيتين مستقيمتين



الشكل ١٨ - ٢٢ : حيود فرنل عند شرائط معتمة مفردة

متقابلتين . ويمكن بوضوح رؤية الهدب المتزاخمة المتراكبة على الهدب الرئيسية عند الحواف الخارجية في الشكل الأخير في الصور الأصلية ويمكن كشفها بإعادة الصورة .

#### ١٨ - ٤ : استخدام تكاملات فرنل في حل مسائل الحيود

يمكن استخدام قيم تكاملات فرنل المعطاه في الجدول ١٨ - ١ لمزيد من الدقة عن تلك التي يمكن الحصول عليها من الحلزون المرسوم . لفترة  $\Delta v = 0.5$  ، على سبيل المثال ، تؤخذ قيمتا  $x$  عند نهايتي الفترة من الجدول ، ويطرح إحداها من الأخرى تنتج  $\Delta x$  ؛ المركبة الأفقية للسعة . ويطرح القيمتين المناظرتين لـ  $y$  أيضا تنتج  $\Delta y$  ؛ مركبتها الرأسية . وعندئذ يمكن الحصول على الشدة النسبية بجمع مربعي هاتين الكميتين ، إذ أن :

( ١٨ - ١٦ )

$$I \approx A^2 = (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2$$

الطريقة طريقة دقيقة إلا أنها قد تكون عملة ، خاصة إذا كان مطلوباً عمل استيفاء جيد لأجزاء معينة من الجلول ١٨ - ١ . تبسط بعض المسائل ، كما في حالة الحافة المستقيمة ، تبعاً لحقيقة أن عدد المناطق على أحد طرفي الفترة يكون غير محدود . ستكون قيم كل من  $x$  و  $y$  عند هذا الطرف تساوى  $\frac{1}{2}$  . وثمة مثال آخر لهذا النوع سيؤخذ في الاعتبار .

## ١٨ - ١٥ الحيود عن شريط معتم

يمكن دراسة الظل الحلقي بواسطة جسم ضيق له جانبان متوازيان ، كسلك مثلاً ، بواسطة استخدام حلزون كرونو أيضاً . رأينا في حالة الفتحة الواحدة التي تمت معالجتها في الفقرة ١٨ - ١٣ ، كيف يمكن الحصول على نموذج الحيود المحصل بانزلاق طول ثابت للحلزون ،  $\Delta s = \text{ثابت}$  ، على طول المنحني وقياس طول الوتر بين طرفيه . بقية الحلزون إلى ما لا نهاية ، أى إلى  $z$  ،  $iz$  على كل جانب للعنصر موضع الدراسة ، غير موجودة ، نظراً لحجبها بواسطة جانبي الفتحة الضيقة . إذا استبدلت الآن الفتحة المستطيلة الضيقة في الشكل ١٨ - ١٩ (أ) بواسطة جسم له نفس الحجم ، يكون لدينا قطاعان من المنحني ينبغي أخذهما في الاعتبار . افترض أن العائق له ذلك الحجم الذي يغطى فترة  $\Delta s = ٠,٥$  على الحلزون ( الشكل ١٨ - ٢٠ ) . بالنسبة للوضع  $kz$  يكون الضوء الواصل إلى الحائل راجعاً إلى أجزاء الحلزون من  $Z'$  إلى  $Z$  ومن  $k$  إلى  $z$  . والسعة المحصورة التي ترجع إلى هذين القطاعين يمكن الحصول عليها بجمع متجهي السعة المناظرين لهما . يعطى القطاع الأسفل سعة تمثل بخط مستقيم من  $z$  إلى  $Z$  على أن تكون رأس السهم عند  $z$  . وتمثل السعة للقطاع الأعلى بخط مستقيم من  $k$  إلى  $Z$  على أن تكون رأس السهم عند  $Z$  . ويعطى الجمع الإنجامي لهما السعة المحصلة  $A$  ويعطى  $A^2$  الشدة لقطعة  $v$  تتوسط بين  $z$  و  $k$  . وموضح في الشكل ١٨ - ٢٢ صور فوتوغرافية لثلاثة نماذج حيود ناتجة عن أسلاك صغيرة ، مصحوبة بالمنحنيات النظرية المناظرة .

## مسائل

- ١٨ - ١ إذا كان قطر المنطقة الداخلية في اللوح ذي المناطق يساوى  $٠,٤٢٥$  مم ، فأوجد (أ) البعد البؤري للوح عند استخدامه في حالة سقوط ضوء متوازي عليه طول موجته  $٤٤٧١$  أنجستروم من مصباح هليوم . (ب) أول بعد بؤري ثانوى له .  
الإجابة : (أ)  $٤٠,٤٠$  سم (ب)  $١٣,٤٧$  سم

١٨ - ٢ هيء لوح ذو مناطق على لوحة إِبصار ، لاستخدامه كعدسة مكبرة . قطر منطقته الداخلية ٣٣,٢٢٥ سم واستخدم ضوء أحادي اللون طول موجته ٤٨٠٠ أنجستروم من قوس كاديوم . إذا كان التكبير الكلى للقطر ثمان مرات ، فأوجد (أ) البعد البؤرى للوح ذى المناطق (ب) بعد الجسم و (ج) بعد الصورة .

١٨ - ٣ حزمة ميكرو موجبة متوازية طول موجتها ١,٥ سم تمر خلال ثقب دائرة الشكل قابل للإتساع . وضع خلفها على المحور كاشف ثم أخذت الفتحة فى الإتساع تدريجيا . عند أى قطر تبلغ إستجابة الكاشف .

(أ) أول نهاية عظمى لها (ب) ثانى نهاية عظمى لها و (ج) ثالث نهاية عظمى لها ؟  
(د) عند نصف القطر الأخير ، أوجد معادلة لمواقع النهاية العظمى والصغرى على طول المحور .

١٨ - ٤ مستخدما حلزون كورنو ، إرسم نموذج الحيود لشق واحد إتساعه ٠,٨ مم . وبفرض أن  $a = 4٠$  سم ،  $b = ٥٠$  سم وطول موجة الضوء الأحمر ٦٤٠,٠ أنجستروم ، أوجد (أ) قيمة  $\Delta v$  المستخدمة فى الحلزون و (ب) الرسم البيانى للفترة  $\Delta v = + ٠,١$  من  $v = - ٠,١$  إلى  $v = ٣,٠$  .

١٨ - ٥ وضعت فتحة مستطيلة ضيقة عند إحدى نهايتى لوحة إِبصار ، وأضيئت بضوء أخضر طول موجته ٥٠٠٠ أنجستروم . ثبت على بعد ٥٠ سم منها قضيب رأسى قطره ١,٦ مم . أجريت الملاحظات على الحيود حول القضيب باستخدام خلية كهروضوئية مزودة بفتحة مستطيلة ضيقة على بعد ٥٠ سم خلف القضيب . ماذا يجب أن تكون عليه (أ) قيمة  $\Delta v$  المستخدم فى حلزون كورنو لتقبل هذا الجسم المعتم ، (ب) الشدة المبسوطة بالنسبة للشدة التى يعترضها شيء عند حافة الظل الهندسى و (ج) الشدة النسبية عند مركز الظل ؟  
الإجابة (أ) ٦,٤ ، (ب) ٠,٢٢٨٢ ش . (ج) ٠,٥١٩٦٧ ش .

١٨ - ٦ أضيئت فتحة مستطيلة ضيقة عند إحدى نهايتى لوحة إِبصار بضوء أخضر طول موجته ٥٠٠٠ أنجستروم . ثبت حافة مستطيلة رأسيا موازية للفتحة المستطيلة الضيقة وعلى بعد منها يساوى ٥٠ سم . أجريت الملاحظات على نموذج الحيود الناتج على بعد ٥٠ سم خلف الحافة المستقيمة . ماذا يجب أن تكون عليه الشدة (أ) ٠,٤ مم داخل حافة الظل الهندسى للحافة المستقيمة على حائل الملاحظة ، (ب) ٠,٤ مم خارج الحافة ؟

١٨ - ٧ وضعت فتحة مستطيلة ضيقة عند إحدى نهايتى لوحة إِبصار ، أضيئت بضوء أخضر طول موجته ٥٠٠٠ أنجستروم . ثبت على منها يساوى ٥٠ سم سلك رأسى قطره ٤, مم . أجريت الملاحظات على نموذج الحيود الناتج خلف السلك على بعد ٥٠ سم (أ) ما قيمة  $\Delta v$  التى ينبغى استخدامها مع حلزون كورنو لإيجاد نموذج

الحيود النظرى ؟ ماذا يجب أن نكون عليه الشدة بالنسبة للشدة التى لا يعترضها شيء عند (ب)  $0,4$  مم من مركز النموذج و (ج)  $0,8$  مم من المركز ؟  
الإجابة : (أ)  $1,6$  (ب)  $26,75\%$  (ج)  $2,609\%$

١٨ - ٨ مستخدما حلزون كورنو في حالة حيود الضوء بواسطة شريط معتم بين (أ) ما إذا كانت نهاية عظمى تتكون بالضرورة عند مركز النموذج كما هو الحال في الحالات الثلاثة للشكل ١٨ - ٢٢ . (ب) ما هو تفسير الضربات الملاحظة خارج الظل الهندسى في حالة  $v = 0,5$  في الشكل ١٨ - ٢٢ ؟

١٨ - ٩ مستخدما حلزون كورنو ، تدارس نموذج حيود فرنل لشق مزدوج . افترض أن  $0 = 40$  سم ،  $b = 50$  سم ،  $l = 5625$  أنجستروم وأن اتساع الشق  $0,125$  سم والمسافة المعتمة بين الشقين  $0,5$  مم . إحسب  $\Delta v$  لكل من (أ) إتساع الفتحات و (ب) المسافة المعتمة . (ج) مستخدما القيم المعطاة في الجدول ١٨ - ١ ، إحسب الشدة المحصلة  $A^2$  للفترة  $\Delta v = 0,2$  من مركز النموذج إلى  $v = 1,8$  . إرسم الشكل البياني لـ  $A^2$  مع  $v$  حتى  $v = 1,8$  على جانبي المركز . ومن الرسم البياني أوجد قيمة  $v$  لكل من (د) النهاية الصغرى الأولى (هـ) النهاية العظمى الأولى (و) النهاية الصغرى الثانية و (ز) النهاية العظمى الثانية .

١٨ - ١٠ من جدول تكاملات فرنل ، إحسب الشدة المضبوطة عند النقط (أ)  $v = + 1,5$  ، (ب)  $v = - 1,7$  و (ج)  $v = - 1,3$  في نموذج حيود الحافة المستقيمة .

الإجابة (أ)  $0,021$  ش (ب)  $0,89$  ش . (ج)  $1,352$  ش .



## الفصل التاسع عشر

### سرعة الضوء\*

لاحظنا في الباب الأول أن للضوء سرعة محددة . ووجدنا هنالك أن سرعة الضوء في الفضاء تأخذ قيمتها القصوى وأن القيمة المسلم بها لهذه السرعة بصفة عامة هي :

$$c = 299,792.5 \text{ (م/ث)} = 2.997925 \times 10^8 \text{ (كم/ث)}$$

ونعود الآن إلى موضوع سرعة الضوء لتعطي موجزا تاريخيا له ولتري ثمرة التجارب الأخيرة على النظرية النسبية .

#### ١٩ - ١ طريقة رومر\*\*

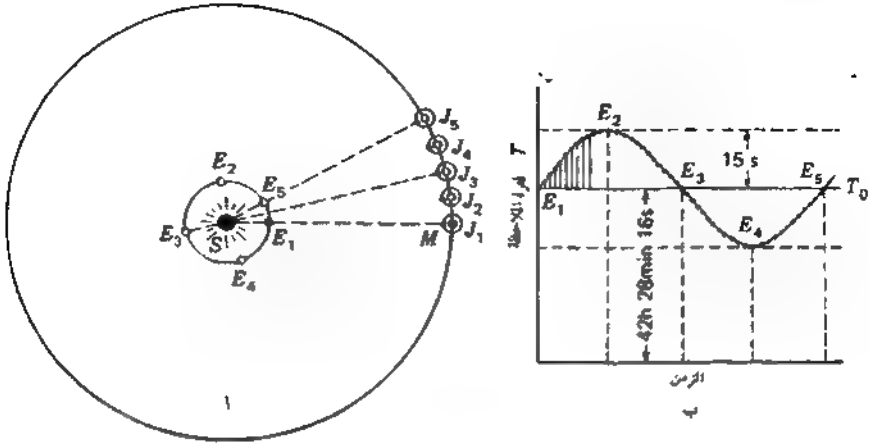
كان طبيعيا - نظرا - للسرعة الهائلة للضوء - أن تكون القياسات الأولى الناجحة لمق دارها هي قياسات فلكية حيث تتوافر المسافات الكبيرة جدا . ولقد قام رومر عام ١٦٧٦ م بدراسة أزمنة خسوف أقمار المشتري . ويوضح الشكل ١٩ - ١ (أ) مدارات الأرض والمشتري حول الشمس S ، وكذلك أحد الأقمار M حول المشتري . متوسط الزمن الدوري للقمر الداخلي ( متوسط زمن الدورة الواحدة  $T_0 = 42$  ساعة و ٢٨ دقيقة و ١٦ ثانية ، كما تم تعيينه من متوسط الزمن بين مروره مرتين في ظل الكوكب . ولقد قام رومر بقياس أزمنة بزوجة من الظل ، بينما أزمنة عبور النقطة الصغيرة السوداء المثلثة لظل القمر على سطح المشتري فوق الخط المتوسط للقمر يمكن أن تظل قياساتها أكثر دقة .

وأتاحت سلسلة طويلة من الملاحظات على خسوفات القمر الأول الفرصة لتقدير

---

\* المقصود هنا مقدار سرعة الضوء ( كمية قياسية ) وليس السرعة ( كمية متجهة ) .

\*\* أولاف رومر ( ١٦٤٤ - ١٧١٠ ) فلكي دانمركي . أجريت أعماله على أقمار المشتري في باريس ، وعين أخيرا في منصب الفلكي الملكي في الدانمرك .



شكل ١٩ - ١ . طريقة رومر الفلكية في تعيين مقدار سرعة الضوء من ملاحظاته لأقمار المشتري .

دقيق لمتوسط الفترة  $T_0$  . ولقد وجد رومر أنه إذا لوحظ خسوف ما عندما تكون الأرض في الموضع  $E_1$  بالنسبة للمشتري  $J_1$  [ الشكل ١٩ - ١ (أ) ] ، وباستخدام متوسط الزمن الدوري يمكن التنبؤ برمن خسوف آخر ، لكن لا يحدث عادة عند الزمن المتوقع تماما . بالتحديد ، إذا كان الخسوف المتوقع سيحدث بعد حوالي ٣ أشهر عندما تكون الأرض والمشتري عند  $E_2, J_2$  ، فقد وجد أنه يتأخر بمقدار يزيد قليلا عن ١٠ دقائق . ولتفسير هذا ، افترض أن الضوء ينتقل بسرعة محددة من المشتري إلى الأرض ، وحيث أن الأرض عند  $E_2$  تكون أبعد عن المشتري مما كانت عليه ، ويمثل التأخر الملاحظ الزمن اللازم ليقطع الضوء المسافة الإضافية . وأعطت قياساته ١١ دقيقة كزمن يلزم ليقطع الضوء مسافة تساوي نصف قطر مدار الأرض . ونحن الآن نعلم أن ٨ دقائق و ١٨ ثانية هو الرقم الصحيح ، ويربط هذا الرقم بمتوسط المسافة بين الأرض والشمس وهي  $1,48 \times 10^8$  كيلو مترا ، نجد أن مقدار سرعة الضوء حوالي  $3 \times 10^{10}$  كم/ث

ومن المفيد أن نوضح كيف يمكن أن يتغير الزمن الدوري الظاهري للقمر ؛ أي الزمن بين خسوفين متتاليين ، خلال سنة . إذا أمكن ملاحظة هذا الزمن بدقة كافية ، فإنه يمكن الحصول على المنحنى الموضح في الشكل ١٩ - ١ (ب) . يمكننا النظر إلى الحسوفات المتتالية كإشارات ضوئية تصدر من المشتري على فترات زمنية منتظمة مقدارها ٤٢ ساعة و ٢٨ دقيقة و ١٦ ثانية . وعند جميع نقط مدارها فيما عدا  $E_2, E_1$

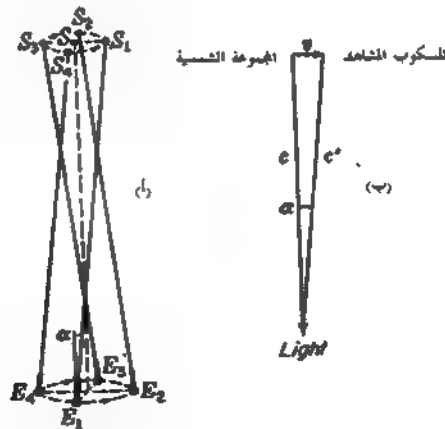
تغير الأرض بعدها عن المشتري بسرعة أكبر أو أقل . فإذا زادت المسافة كما هو الحال عند  $E_2$  ، فإن أى إشارة تقطع مسافة أطول عن سابقتها وتزداد بالتالى الفترة الزمنية بينهما . وبالمثل عند  $E_4$  فإنها تنقص . وتكون النهاية العظمى للتغير عن الزمن الدورى المتوسط ، حوالى ١٥ ثانية ، بمثابة الزمن اللازم للضوء ليقطع المسافة التى تتحركها الأرض بين حُسوفين ، والتى تبلغ ٤,٤٨ كيلو مترا . عند أى موضع معين ، يمكن الحصول على الزمن الكلى لتأخر الخسوف - كما لوحظ بواسطة رومر - بإضافة الكميات  $T-T_0$  [ الشكل ١٩ - ١ (ب) ] ، التى يكون بها كل زمن دورى ظاهرى أطول من المتوسط . وعلى سبيل المثال ، سيكون التأخر لخسوف عند  $E_2$  ، كما يتوقع من خسوف عند  $E_1$  باستخدام الزمن الدورى المتوسط ، بمثابة مجموع  $T-T_0$  لجميع الخسوفات بين  $E_2, E_1$  .

## ١٩ - ٢ طريقة برادلى\* الزيف الضوئى

ظل تفسير رومر للتغيرات فى أزمنة خسوفات أقمار المشتري غير مقبول حتى تم تعيين سرعة الضوء بطريقة مختلفة تماما بواسطة الفلكى الانجليزى برادلى عام ١٧٢٧ . فقد اكتشف برادلى حركة ظاهرية للنجوم أرجعها لحركة الأرض فى مدارها . تكون هذه الظاهرة المعروفة باسم الزيف واضحة تماما من إزاحات النجوم الأقرب المعروفة جيدا باسم تغير المنظر (Parallax) وبسبب تغير المنظر ، تبدو هذه النجوم وكأنها تزاح قليلا بالنسبة لخلفية من النجوم البعيدة عند النظر إليها من مواضع مختلفة على محيط مدار الأرض ، ومن هذه الإزاحات تحسب أبعاد هذه النجوم . وحيث أن الإزاحة الظاهرية للنجم تكون متقدمة بـ ٥٩٠ عن تلك للأرض ، فإن تأثير تغير المنظر يجعل النجم الذى يلاحظ فى إتجاه عمودى على مستوى مدار الأرض يتحرك فى دائرة صغيرة تختلف فى الطول بمقدار  $\pi/2$  عن حركة الأرض . وتكون الأقطار لهذه الدوائر صغيرة جدا لا تتجاوز ثانية واحدة من قوس لأقرب النجوم والزيف الذى يتوقف على سرعة الأرض يجعل أيضاً النجوم التى تلاحظ فى هذا الإتجاه تظهر وكأنها تتحرك فى دوائر . ومع ذلك ، يكون للدوائر هنا قطر ذلوى حوالى ٤١ ثانية ويكون لجميع النجوم قريبة أو بعيدة نفس الشيء . وأكثر من هذا ، تكون الإزاحات دائماً فى إتجاه سرعة الأرض [ الشكل ١٩ - ٢ (أ) ] .

\* جيمس برادلى ( ١٦٩٣ - ١٧٦٢ ) أستاذ الفلك فى أكسفورد . حصل على أفكاره عن الزيف بالملاحظة بالصدفة . للتغيرات فى الإتجاه الظاهرى للريج عند إعارة فى الشمس .

تفسير برادلى لهذه الظاهرة هو أن الاتجاه الظاهري للضوء القادم للأرض من نجم ما يتغير نتيجة لحركة الأرض في مدارها . فالمشاهد ومنظاره الفلكي ( التلسكوب ) يتحركان مع الأرض بسرعة  $29,6$  كم/ث تقريبا ، وإذا كانت هذه الحركة عمودية على اتجاه النجم فإن التلسكوب ينبغي أن يميل قليلاً نحو اتجاه الحركة عن الوضع الذى كان من الممكن أن يتخذه إذا كانت الأرض ساكنة . سبب هذا بمائل تماماً لحالة شخص يسير تحت المطر حيث ينبغي عليه أن يميل مظلته إلى الأمام ليبعد المطر عن قدميه . فى الشكل ١٩ - ٢ (ب) ، ليكن المتجه  $v$  بمثابة سرعة التلسكوب بالنسبة للمجموعة السمتية . قمنا بتمثيل هذه الحركات متعامدة على بعض البعض ، كما هو الحال إذا كان النجم واقعا فى الاتجاه الموضح فى الشكل ١٩ - ٢ (أ) . وعندئذ يكون لسرعة الضوء الاتجاه . بالنسبة للأرض ، الذى يمثل الفرق بين المتجهين  $c$  ،  $v$  . ويكون هذا هو الاتجاه الذى ينبغي أن يوجه إليه التلسكوب لمشاهدة صورة النجم على محور الجهاز . لذلك نرى أنه عندما تكون الأرض عند  $E_1$  ، يكون للنجم  $S$  الموضع الظاهري  $S_1$  ، وعندما تكون عند  $E_2$  يكون وضعه الظاهري  $S_2$  ... وهكذا . وإذا لم يكن  $S$  فى اتجاه عمودى على مستوى مدار الأرض ، فإن الحركة الظاهرية ستكون على هيئة قطع ناقص بدلاً من دائرة ، لكن المحور الرئيسى للقطع الناقص سيكون مساوياً لقطر الدائرة فى الحالة السابقة .



شكل ١٩ - ٢ : ظهور الزيف الفلكي عندما يشاهد النجم عمودياً على مستوى مدار الأرض .

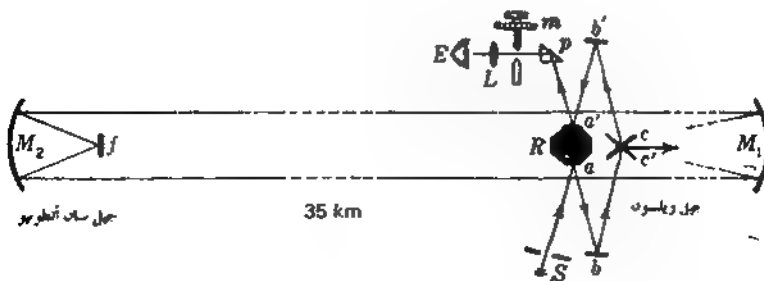
فيمكن أن نرى من الشكل أن الزاوية  $\alpha$  ، التي تكون بمثابة نصف القطر الزاوي للحركة الدائرية الظاهرية ، أو المحور الرئيسي للقطع الناقص ، تعطى بواسطة

$$\tan \alpha = \frac{v}{c} \quad (19-1)$$

وتعطى القياسات الحديثة لزاوية الزيف هذه قيمة متوسطة  $\alpha = 20,479 \pm 0,008$  . كنصف قطر زاوي للمدار الدائري الظاهري . ويربط هذه مع السرعة المعروفة  $v$  للأرض في مدارها ، نحصل على  $299,714$  كم/ث . وتتفق هذه القيمة في حدود الخطأ التجريبي مع أكثر النتائج دقة التي أمكن الحصول عليها بواسطة القياسات الأخيرة لمقدار سرعة الضوء بالطرق المباشرة ، التي سوف نعرض الآن لوصف أساسياتها .

### ١٩ - ٣ تجارب ميكلسون

أجريت أول محاولات ناجحة لتحديد مقدار سرعة الضوء ، مقصورة على الأرض خاصة ، بواسطة فيزو وفوكولت عام ١٨٤٩ م . ولقد تم على امتداد ٨٠ عاما تطوير وتحسين طريقتي وأجهزتهما ، المشروحة في الفقرة ١ - ٢ ، بواسطة كورنو وينج وفوربس وميكلسون . ومن بينها يعتبر العمل الأخير لميكلسون ومساعديه أعظمها دقة إلى حد كبير . وبالرغم من ذلك ، يبدو الآن أنه تم تخطي الدقة حتى لأحسن القيم التي حصل عليها ميكلسون بواسطة الطرق الأحداث التي تعتمد على تقنية ( تكنولوجيا ) تردد الراديو . وسيكون مفيدا من الناحية التعليمية أن نأخذ في الاعتبار ، ولو بإيجاز ، سلسلة القياسات التقليدية التي قام بها في مرصد جبل ويلسون بدءا من عام ١٩٢٦ .



شكل ١٩ - ٣ : جهاز ميكلسون المستخدم في تحديد مقدار سرعة الضوء ( ١٩٢٦ ) .

والجهاز الذى استخدمه ميكلسون موضح في الشكل ١٩ - ٣ . يمر الضوء المبعث من قوس كهربائي S خلال فتحة ضيقة لينعكس عن أحد أوجه مرآة R انقالب للدوران . ويعدئذ ينعكس عن المرايا الصغيرة الثابتة c, b نحو المرآة المقعرة الكبيرة  $M_1$  ( بعدها البُرى ١٠ أمتار واتساعها ٦٠ سم ) . ينعكس عنها الضوء على هيئة حزمة متوازية تقطع مسافة ٣٥ كيلو مترا من مرصد جبل ويلسون إلى المرآة  $M_2$  ، للمثالة للمرآة  $M_1$  ، على قمة جبل سان أنطونيو . تقوم المرآة  $M_2$  بتجميع الضوء على المرآة المستوية الصغيرة ومنها يعود إلى  $M_1$  وبالاتعكاس عن  $c, b, a, p$  ليصل في النهاية إلى العينية L .

ولقد استخدمت مرايا دوارة عدد جوانبها ٨ ، ١٢ ، ١٦ ، وفي كل حالة تدفع المرآة إلى الدوران بواسطة تيار هوائي بسرعة معينة بحيث تدور المرآة خلال الفترة الزمنية التي يستغرقها الضوء في الانتقال إلى  $M_2$  والعودة منها ( ٠,٠٠٠٢٣ ثانية ) بزاوية تسمح للوجه التالي أن يكون عند  $a'$  . ولقد كانت سرعة الدوران المطلوبة في حالة مرآة المرايا هي ٥٢٨ دورة/ث . ويتم التحكم في السرعة بواسطة تيار هوائي مضاد ضعيف لتظل صورة الفتحة كما كانت في نفس موضعها عندما تكون R ساكنة . يمكن إيجاد السرعة بالضبط بمقارنة استروبوسكوبية مع شركة رنانة قياسية تمت معايرتها ببندول من سبيكة الحديد والنيكل غير قابلة للتمدد جهزته مصلحة السواحل والمساحة الأمريكية . ولقد قامت هذه المصلحة أيضاً بقياس المسافة بين المرآتين  $M_2, M_1$  بدقة ملحوظة بواسطة المسح بحساب المثلثات مستخدمة خط قاعدة طوله ٤٠ كيلو مترا ، تم تعيينه بحيث لا يتجاوز الخطأ جزء من ١١ مليون جزء أو حوالي ٣ مم\* .

وتتضمن نتائج القياسات المنشورة عام ١٩٢٦ ثمان قيم لمقدار سرعة الضوء ، كل منها متوسط ٢٠٠ مرة تم فيها تعيين مقدار السرعة باستخدام مرآة دوارة معينة . وتتراوح هذه القيم بين ٢٩٩٧٥٦ و ٢٩٩٨٠٣ كم/ث . مما يؤدي إلى قيمة متوسطة هي ٢٩٩٧٩٦  $\pm$  ٤ كم/ث . ولقد قام ميكلسون فيما بعد ببعض القياسات مع جعل المرآة البعيدة على قمة جبل بعده ١٣٠ كيلو مترا ولم يعول على النتائج التي حصل عليها نظرا لسوء الأحوال الجوية .

\* W. Bowie, *Astrophys. J.*, 65:14 (1927).

## ١٩ - ٤ القياسات في الفراغ

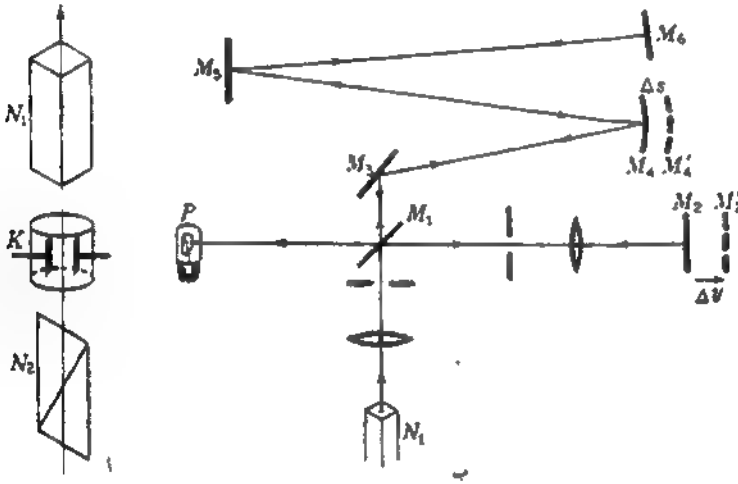
اقتصرا في المناقشة السابقة أن السرعة المقاسة في الهواء تساوى السرعة المقاسة في الفراغ . وهذا ليس صحيحا تماماً ، نظراً لأن معامل الانكسار  $n = c/v$  يكون أكر قليلاً من الواحد الصحيح . فللضوء الأبيض كانت قيمة  $n$  الفعلية للهواء تحت ظروف تحارب ميكلسون هي ١,٠٠٠٢٥ . لذلك تكون سرعة الضوء في الفراغ  $c = nv$  أكبر بمقدار ٦٧ كم/ث عن السرعة  $v$  المقاسة في الهواء . ولقد أدخل هذا التصحيح على النتائج النهائية الواردة فيما سبق . وثمة صعوبة تصبح ذات أهمية في حالة القياسات التي تبلغ من الدقة الحد الموحود في قياسات وتمثل في عدم معرفة ظروف درجة حرارة الهواء وضغطه بالضبط أثناء سير الضوء فيه . وحيث أن  $n$  تتوقف على هذه الظروف ، فإن قيمة التصحيح الذى أدخل على الفراغ تصبح أيضاً مشكوك فيها إلى حد ما .

ولاستبعاد مصدر الخطأ هذا قام ميكلسون عام ١٩٢٩ م بقياس السرعة في أنبوبة طويلة مفرغة . وكانت المجموعة الضوئية مائلة لما سبق وصفه ، مع تعديل مناسب يتيح لمسار الضوء أن يظل في الأنبوبة . ولقد كان طول الأنبوبة ١,٦ كيلو متر وعن طريق الانعكاسات المتتالية من مرآيا مثبتة على كل من نهايتها أصبحت المسافة الكلية التي يقطعها الضوء قبل رجوعه إلى المرآة الدوارة حوالى ١٦ كيلو متراً . وكان الضغط داخل الأنبوبة ثابتاً عند  $\frac{1}{2}$  مم زئبق . ولم يتح لهذه التجربة الصعبة أن تتم إلا بعد وفاة ميكلسون عام ١٩٣١ م ، إذ قام معاونوه بنشر نتائجها الأولية بعد عام من وفاته . ولقد كان متوسط نتائج ٣٠٠٠ مرة هو ٢٩٩٧٧٤ كم/ث ولقد كان من الصعب تقييم مدى الدقة في هذه النتيجة بسبب اختلافات لم يتم تحليلها . لكن بالتأكيد لم يكن كبيراً بالقدر الموضح بواسطة الخطأ المحتمل المحسوب ، ولقد قلر حديثاً بحوالى  $\pm ١١$  كم/ث .

## ١٩ - ٥ طريقة خلية - كير

الدقة في تعيين سرعة الضوء بهذه الطريقة تساوى إن لم تتجاوز تلك الدقة في حالة المرآيا الدوارة . ابتكر جافويلا عام ١٩٢٥ ما يعد تحسيناً لعجلة فيزو المسنة . أساسه ما يسمى بخلاى الضوء الكهربائى . وتكون هذه الوسيلة قادرة على تقطيع الحزمة الضوئية أسرع مما كانت تفعله العجلة المسنة بعدة مئات من المرات . ومن ثم يمكن استخدام مسافة أقصر وهذا يتيح للجهاز الكلى أن يوجد في مبنى واحد وبذلك يمكن معرفة

الطروف الجوية بدقة . يوضح الشكل ١٩ - ٤ (أ) غالق الضوء الكهربائي الذى يتكون من خلية كير  $k$  بين منشورى نيكول متعامدين  $N_2, N_1$  عارة عن وعاء رجاحى صغير يلتحم به قطبان معدنيان والوعاء مملوء بنيتز وبنزين نقى . وإن كان عمل هذا الغالق يتوقف على خصائص معينة للضوء المستقطب ستناقش فيما بعد ( الباب ٣٢ ) ، إلا أن المطلوب معرفته الآن لفهم طريقة عمله هو أن الضوء لا يسمح له بالعباد بواسطة المجموعة إلا فى وجود جهد عال يعمل على القطبين فى  $k$  . ولهذا فإنه باستخدام مولد ذبذبات كهربائي يولد جهدا عالى التردد ، فإن الحزمة الضوئية يمكن أن تنقطع بمعدل عدة ملايين فى كل ثانية .



شكل ١٩ - ٤ : طريقة أندرسون لقياس مقدار سرعة الضوء (أ) غالق ضوء كهربائي (ب) مسارات الضوء .

ولقد استخدم فى القياسات الأولى التى تقوم على هذا المبدأ غالقان ، أحدهما للضوء الخارج والآخر للضوء العائد ، وفيما عدا المسافات الأقصر ، فإن الطريقة قريبة الشبه جدا بطريقة فيزو . وثمة تحسينات لاحقة أدت إلى الجهاز الموضح فى الشكل ١٩ - ٤ (ب) ، الذى استخدمه و.س. أندرسون عام ١٩٤١\* . ولتجنب صعوبة تطابق خليتى كير فى خصائصهما ، استخدم خلية واحدة فقط . وقسم نبضات الضوء النافذ إلى حزمتين بواسطة مرآة نصف مفضضة  $M_1$  . لقطع إحدى الحزمتين مسارا أقصر إلى  $M_2$

\* J. Opt. Soc. Am., 31:187 (1941).

وعائدة خلال  $M_1$  إلى الكاشف  $P$  . وتقطع الأخرى مساراً أطول إلى  $M_6$  بالانعكاس عن  $M_5, M_4, M_3$  والعودة من حيث أتت إلى  $M_1$  التي تعكسها نحو  $P$  أيضاً . والكاشف  $P$  عبارة عن أنبوبة مضخم الشدة الضوئية ، الذي يستجيب إلى موجة ضوء جيبية معدلة . وربما ينظر المرء إلى موجة الضوء كموجة حاملة تكون سعتها معدلة تبعاً لتردد مولد الذبذبات الذي يشغل خلية كير\* . ويعطى خارج قسمة الطول الموجي  $\lambda$  للتعديل على الزمن الدوري  $T$  لمولد الذبذبات سرعة الضوء .

ويقوم القياس الدقيق لـ  $\lambda$  على المبدأ التالي . إذا كان المسار الأطول يزيد عن المسار الأقصر بمضاعفات أنصاف أطوال موجية  $\lambda$  ، فإن تراكب الموجتين المعدلتين اللتين تصلان إلى  $P$  . ستعطيان شدة ثابتة . وبهذا المكبر المتصل بالخلية الكهروضوئية ليعطى استجابة تساوى الصفر تحت هذا الشرط . تتم التهيئة بحركة صغيرة  $\Delta y$  للمرآة  $M_2$  . ويمكن حذف المسار الإضافي بعد  $M_4$  باستبدالها بمرآة أخرى  $M_4$  تعيد الضوء مباشرة إلى  $M_3$  . وإذا كان هذا المسار الإضافي ( من  $M_4$  إلى  $M_6$  وبالعكس ) يساوى تماماً عدداً كاملاً من الأطوال الموجية  $\lambda$  ، لا يطرأ تغير في استجابة الخلية الكهروضوئية يمكن ملاحظته عند استبعاده . وهذا ما يحدث تقريباً عندما تتم تهيئة الجهاز إذ يكون المسار الإضافي حوالى  $11\lambda$  وبقياس الإزاحة  $\Delta y$  اللازمة لتكون الاستجابة هي الصفر وبإدخال تصحيح  $\Delta s$  بسبب استبدال  $M_4$  ، يمكن تعيين الاختلاف عن  $11\lambda$  المسافة المقاسة تماماً . وثمة نتائج نموذجية هي :

الفرق الكلي في المسار =  $171,8762$  متراً

معامل انكسار الهواء =  $1,0002861$

$\Delta s = 2,4770$  سم  $n = 11,0$

$f = 19,2 \times 10^6$  هرتز

$c = 299778$  كم/ث

وسرى القارئ التشابه بين جهاز أنترسون ومقياس التداخل لميكلسون لأمواج الراديو ، إذ أن نبضات الضوء تكون أطوالها أساساً مساوية الطول الموجي لأمواج الراديو المعطاة بمولد ذبذبات خلية كير . ومع ذلك لا تكون متساوية تماماً نظراً لأن مقدار السرعة في التجربة هو سرعة المجموعة للضوء في الهواء وليس سرعة أمواج

\* حيث أن الغالب يتفتح عند كل جهد قمة بنفص النظر عن كون هذه القمة موجبة أو سالبة لأن المرء يتوقع هنا استخدام  $\frac{1}{T}$  . ولقد أدخل أنترسون فعلاً انجيازياً موحد الاتجاه على الخلية لتعطى كل ذبذبة نهاية عظمى وحيدة للجهد .

الراديو . وقام أندرسون في بنحوه الأخيرة بعدد من الملاحظات يصل إلى ٢٨٩٥ ولقد أدت مقادير السرعة الناتجة  $I/T$  بعد تصحيح الفراغ إلى متوسط  $29776 \pm 6$  كم/ث . ويتمثل المصدر الرئيسي للخطأ في صعوبة التأكد من أن كلا الحرمتين تقعان على نفس الجزء من السطح الكهروضوئي . فالتغير في موضع بقعة الضوء يؤثر في زمن انتقال الإلكترونات بين أقطاب مضخم الشدة الضوئية . الخطأ المتضمن هنا قد يكون أكبر من أى أخطاء في قياسات الطول ، وإذا كان تردد مولد الذبذبات معروفا بدقة أكبر مما كانت عليه ، فإن الخطأ في النتيجة الهائية سيكون أفضل من جزء من مليون .

ولقد تم التخلص من الصعوبة المشار إليها أعلاه باستخدام خلية كير عام ١٩٥١ بواسطة برجستراند ( انظر الجدول ١٩ - ١ ) الذى استخدم حزمة واحدة فقط ، مع تحديد مواضع النهايات العظمى والصغرى خلال تعديل الكاشف في توافق زمنى مع المصدر . وتوضح النتيجة أنها أكثر دقة بعشر مرات عن أى نتيجة سابقة بالطرق الضوئية . وهى تختلف عن القيم المتطابقة لأندرسون وميكلسون وبيز وبيرسون مما يبدو معه أن القيمة التى حصل عليها ميكلسون عام ١٩٢٦ كانت مضبوطة تقريبا ومن الصعب فهم كيف يكون للعمل الكامل في الفترة من ١٩٣٠ إلى ١٩٤٠ خطأ إلى هذا الحد ، ولكن النتائج الحديثة الأخرى ، والتى ستوصف فيما بعد ، قدمت أدلة مساندة لقيمة  $c$  الأعلى .

## ١٩ - ٦ مقدار سرعة أمواج الراديو

إن تطوير تقنيات الرادار الحديث وخاصة الاهتمام بتطبيقاته العملية في الملاحة الجوية أو البحرية ، أدى إلى محاولات متجددة لتحسين معرفتنا عن مقدار سرعة الضوء . ومن الطبيعى أن يكون مقدار السرعة هذا هو نفسه لأمواج الراديو في الفراغ . وثمة طرث ثلاث تستخدم الأمواج الدقيقة ( الميكرو ) لقياسات دقيقة لمقدار سرعتها ، واحدة منها يمكن إحرازها في الفراغ . ويكون هذا بإيجاد طول اسطوانة مجوفة ( أو تحوير رنان ) وترددها الرنيني . وتكون مماثلة للطريقة العملية المعروفة لسرعة الصوت . ولقد أحرث القياسات من هذا النوع بكيفية مستقلة تماماً في إنجلترا بواسطة إيسن وجوردن وسميث ، وفي أمريكا على يد يول\* . وكما سبى من الجدول ١٩ - ١ ، تتفق النتائج مع بعضها

\* ثمة ملخصات قيمة لصين C وعديد من المراجع الأملية غير المطلة هنا ، يمكن أن توجد في

L. Essen, *Nature*, 165:583 (1950) and K. D. Froome, *Proc. Roy. Soc. (Lond.)*, A213:123 (1952)

البعض كما تتفق مع قيمة برجستراند الضوئية الدقيقة .

وتكون الطرق الأخرى التي تتضمن أمواج الراديو مسئولة عن آخر نتيجتين في جدول ، وقد تم تحسينها إلى دقة مناسبة . وتتكون طريقة الرادار من قياس مباشر لزمن انتقال إشارة خلال مسافة معلومة في الهواء الطلق . ومقياس تداخل الأمواج الدقيقة هو جهاز ميكلسون المعدل لأمواج الراديو . يوجد مقدار السرعة بقياس الطول الموحى من حركة مرآة . وتكون تفاصيل جميع طرق الراديو مثيرة للشغف وهامة ، لكن ينبغي استبعادها هنا ، إذا أنها لا تقع على نحو تام داخل مجال البصريات .

## ١٩ - ٧ نسبة الوحدات الكهربائية

كما سنجد في دراستنا للنظرية الكهرومغناطيسية ( الباب ٢٠ ) يمكن إيجاد  $c$  من نسبة مقدار وحدات معينة في النظامين الكهرومغناطيسي والكهروستاتيكي . وتم بحرص عمل قياسين للنسبة أعطيا نتائج وسط تقع بين القيم الأعلى والقيم الأقل الموضحة أعلاه . وحيث أن الدقة التي تبلغها تكون أقل كثيرا من الطرق الأخرى فإنها هذه التجارب لم تحسن معرفتنا عن مقدار سرعة الضوء\* ، وإن كانت نخدم في إثبات التوقعات النظرية .

## ١٩ - ٨ مقدار سرعة الضوء في مادة مستقرة

تم في الباب الأول ( انظر الشكل ١ - ٤ ) وصف موجز لتجارب فوكولت عام ١٨٥٠ على مقدار سرعة الضوء في مادة مستقرة .

الجدول ١٩ - ١ : نتائج قياسات دقيقة لمقدار سرعة الضوء

العام	الباحث	الطريقة	القيمة ك/ث
1926	ميكلسون	المرآة المتناوبة	$299,796 \pm 4$
1935	ميكلسون ، بيزويرون	مرآة دوارة في الفراغ	$299,774 \pm 11$
1940	هابل	خطية كير	$299,768 \pm 10$
1941	أندرسون	خطية كير	$299,776 \pm 6$
1950	بول	تجريب ديف	$299,789.3 \pm 0.4$
1950	لينس	تجريب ديف	$299,792.5 \pm 3.0$
1951	بريستون	خطية كير	$299,793.1 \pm 0.2$
1951	ألكسون	والفان تحديد الموقع بدقة	$299,794.2 \pm 1.9$
1951	فروسي	مقياس تداخل أمواج دقيقة	$299,792.6 \pm 0.7$

+ القياسات غير المباشرة لتحديد سرعة الضوء مرتبة زمنيا في الجدول ١٩ - ١ . ووجعت بدقة بواسطة

R. T. Birge, *Nature*, 134:771 (1934).

ولقد قام ميكلسون عام ١٨٨٥ بقياسات أكثر دقة . مستخدماً الضوء الأبيض ، وحد أن نسبة مقدار السرعة في الهواء إلى نظيرة في الماء هي ١,٣٣٠ ، ويعطى ثاني كبريتيد الكربون ، وسط أكثف ، ١,٧٥٨ . وفي الحالة الأخيرة لاحظ أن الصورة النهائية للشق تمتد في طيف قصير ، يمكن تفسيره تبعاً لحقيقة أن الضوء الأحمر ينتقل في الوسط بسرعة أكبر من الضوء الأزرق . ولقد لوحظ أن الاختلاف في مقدار السرعة بين الضوء الأزرق المخضر وبين البرتقالي المحمر يتراوح بين ١ أو ٢ في المائة .

وتبعاً للنظرية الموجية للضوء ، يكون معامل انكسار وسط مساوياً نسبة مقدار سرعة الضوء في الفراغ إلى سرعته في الوسط . وإذا قارنا الأرقام الموضحة أعلاه بمعاملات الانكسار المناظرة للضوء الأبيض ( للماء ١,٣٣٤ ولثاني كبريتيد الكربون ١,٦٣٥ ) ، نجد أنه في الوقت الذي يكون فيه الاتفاق في حدود الخطأ التجريبي للماء ، تكون القيمة المقاسة مباشرة في حالة ثاني كبريتيد الكربون أكبر كثيراً من معامل انكساره .

هذا التباين يمكن تفسيره بسهولة تبعاً لحقيقة أن معامل الانكسار يمثل نسبة سرعات الموجة في الفراغ وتلك في الوسط  $(n = c/v)$  ، بينما تعطى القياسات المباشرة سرعات المجموعة . وفي الفراغ يصبح مقدار السرعتين متماثلين ( انظر ١٢ - ٧ ) ومساويين لـ  $c$  ، بحيث إذا رمزنا لسرعة المجموعة في الوسط بالرمز  $v$  ، تكون النسب التي عينها ميكلسون هي قيم  $c/v$  بدلاً من  $c/v$  . وترتبط السرعتان  $v$  و  $c$  بالمعادلة العامة ( ١٢ - ٦ ) .

$$v = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda}$$

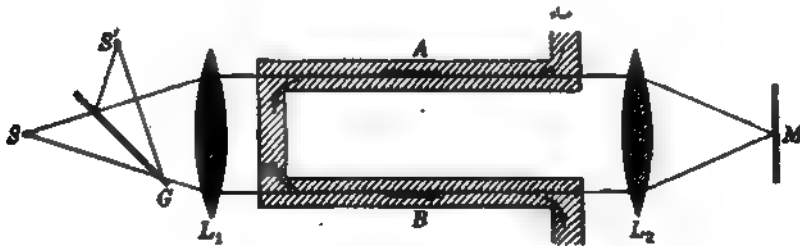
ويمكن إيجاد التغير في  $v$  مع  $\lambda$  بدراسة التغير في معامل الانكسار مع اللون ( الفقرة ٢٣ - ٢ ) ، وتكون  $v$  أكبر في الأطوال الموجية الأطول ، بحيث يكون  $dc/d\lambda$  موجباً . ولهذا تكون  $v$  أقل من  $c$  وهذا بالضبط النتيجة التي تم الحصول عليها أعلاه . وباستخدام قيم معقولة لـ  $\lambda$  و  $dc/d\lambda$  للضوء الأبيض ، يكون الاختلاف بين القيمتين في حالة ثاني كبريتيد الكربون على اتفاق مع النظرية في حدود الخطأ التجريبي . ويكون  $dc/d\lambda$  للماء صغيراً بدرجة كافية ولكنه يتطلب مع ذلك أن تكون القيمة المقاسة لـ  $c/v$  أكبر بمقدار ١,٥ في المائة من  $c/v$  وكون الأمر ليس إلى هذا الحد يدل على خطأ محسوس في عمل ميكلسون . ولقد أعطى آخر عمل\* على مقدار سرعة الضوء في الماء اتفاقاً ليس فقط في مقدار سرعة المجموعة بل أيضاً في تغيرها مع الطول الموجي .

\* R. A. Houston, Proc. R. Soc. Edinb., A62:58 (1944).

وعند هذه النقطة ينبغي التأكيد على أن جميع الطرق المباشرة لقياس مقدار سرعة الضوء التي شرحناها تعطي سرعة المجموعة  $v$  وليس سرعة الموجة  $v$ . ومع ذلك ، ليس واضحا في تجربة الزينغ أن الموجة تنقسم إلى مجموعات ، وينبغي أن يكون واضحا أنه نظرا لأن كل الضوء الطبيعي يتكون من حزم موجية ذات أطوال محددة فإن أى تقطيع أو تعديل يكون غير ذى بال . ويكون الفرق بين  $v$  ،  $v$  في الهواء صغيرا لكنه مع ذلك قد يصل إلى ٢,٢ كم/ث . ولا يبدو أن ميكلسون قد أدخل هذا التصحيح على القيمة المقاسة عام ١٩٢٦ ، ولهذا ينبغي ذكرها على سبيل المثال لـ  $299798 \pm 4$  كم/ث .

### ١٩ - ٩ مقدار سرعة الضوء في المادة المتحركة

أجرى فيزيو عام ١٨٥٩ م تجربة هامة لتعيين ما إذا كان مقدار سرعة الضوء في وسط مادي يتأثر بحركة الوسط بالنسبة للمصدر والمُشاهد . في الشكل ١٩ - ٥ ينقسم الضوء الصادر من  $S$  إلى حزمتين ، بنفس الطريقة تقريبا ، كما في مقياس الانكسار لرالى ( الفقرة ١٣ - ١٥ ) . وعندئذ تمر الحزمتان خلال الأنبوبين  $B, A$  المحتويين على ماء يسرى في اتجاهين متضادين . بالانعكاس عن  $M$  تستبدل الحزمتان موضعيهما بحيث عند وصولهما إلى  $L_1$  تكون إحداها قد قطعت كلا من  $A, B$  في نفس اتجاه سريان الماء بينما تقطع الأخرى كلا من  $B, A$  في عكس اتجاه السريان . وتعمل العدسة  $L_1$  على تراكب الحزمتين معا لتكوين هدب التداخل عند  $S'$  .



شكل ١٩ - ٥ : تجربة فيزيو لقياس مقدار سرعة الضوء في وسط متحرك .

إذا كان الضوء يقطع أحد المسارين بسرعة أبطأ مما يقطع به المسار الآخر ، فإن مساره الضوئي سيزداد فعلا ومن ثم ينبغي أن تحدث إزاحة للهدب . ومع استخدام

أنابيب طولها ١٥٠ سم وماء سرعته ٧٠٠ سم/ث ، وجد فيزيو إزاحة قدرها ٠,٤٦ من الهدبة عندما يتمكس لإتجاه سريان الماء . وينظر هذا زيادة في مقدار سرعة الضوء في أنبوبة ونقصا في الأخرى ، بما يساوى نصف مقدار سرعة الماء تقريبا .

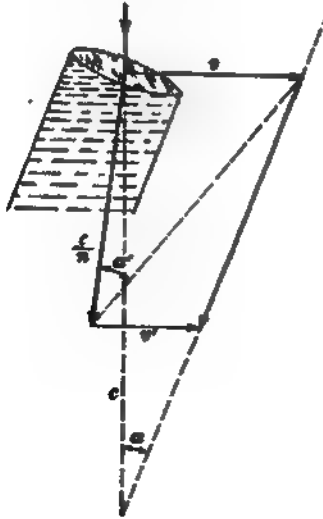
ولقد أعيدت هذه التجربة فيما بعد بواسطة ميكلسون بجهاز محسن يتكون أساسا من تعديل لمقياس التداخل الخاص به ليلام هذا النوع من القياس . ولقد لاحظ إزاحة مناظرة لتغيير مقدار سرعة الضوء بمقدار ٠,٤٣٤ من مقدار سرعة الماء .

## ١٩ - ١٠ معامل السحب لفرنل

قورنت النتائج السابقة بالمعادلة التي استنتجها فرنل عام ١٨١٨ ، مستخدما نظرية مرونة - الجوامد للأثير . وعلى افتراض أن كثافة الأثير في الوسط أكبر من تلك في الفراغ بنسبة  $n^2$  ، بين أن الأثير ينسحب إلى الأمام مع الوسط المتحرك بسرعة مقدارها .

$$v' = v \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (١٩ - ٢)$$

حيث  $v$  مقدار سرعة الوسط و  $n$  معامل انكساره بالنسبة للماء حيث  $n = ١,٣٣٣$  لضوء الصوديوم ، يعطى هذا  $v' = ٠,٤٣٧$  من  $v$  في اتفاق مع قيمة ميكلسون للضوء الأبيض المذكورة في الفقرة السابقة . ويسمى الجزء  $1 - 1/n^2$  باسم معامل السحب لفرنل .



شكل ١٩ - ٦ : زاوية الزئبق في تلسكوب مملوء بالماء .

## ١٩ - ١١ تجربة إيرى

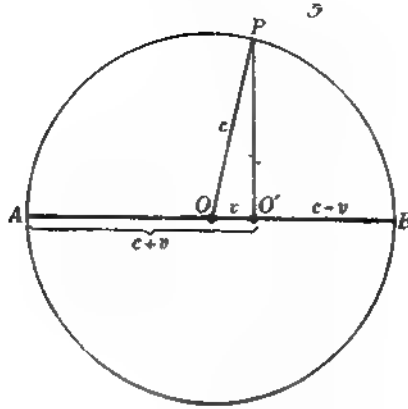
ثمة دليل تجربى مختلف كلية يوضح أن معادلة فرنل ينبغى أن تكون صحيحة إلى درجة كبيرة . فلقد أعاد إيرى عام ١٨٧٢ قياس زاوية زيغ الضوء ( الفقرة ١٩ - ٢ ) ، مستخدماً تلسكوباً مملوئاً بالماء . وبالرجوع إلى الشكل ١٩ - ٢ (ب) يمكن ملاحظة أنه إذا بقست سرعة الضوء بالنسبة للمجموعة السميتية بإدخال الماء ، فإن المرء يمكن أن يتوقع زيادة في زاوية الزيغ . وأعطت معظم القياسات الحديثة في الواقع نفس زاوية الزيغ سواء كان التلسكوب مملوئاً بالماء أو مملوئاً بالهواء .

ويمكن تفسير هذه النتيجة السلبية بافتراض أن الضوء ينتقل إلى الأمام بواسطة الماء في التلسكوب بالسرعة التي تعطيها المعادلة ( ١٩ - ٢ ) . وفي الشكل ١٩ - ٦ حيث تكون الزوايا مبالغاً فيها بطبيعة الحال ، تصبح السرعة الآن  $c/n$  وتنحرف قليلاً بالانكسار . وإذا كان لأحد أن يلاحظ الزاوية العادية للزيغ  $\alpha$  فإنه يكون ضرورياً جمع هذه السرعة إلى مركبة إضافية  $v$  تمثل السرعة التي ينسحب بها الضوء بواسطة الماء . ومن هندسة الشكل يكون ممكناً إثبات أن  $v$  يجب أن تخضع للمعادلة ( ١٩ - ٢ ) . ولن يعطى البرهان هنا إذ أنه من ناحية أخرى يوجد تفسير مختلف أسهل يقوم على أساس النظرية النسبية ( انظر الفقرة ١٩ - ١٥ ) .

## ١٩ - ١٢ تأثير حركة المشاهد

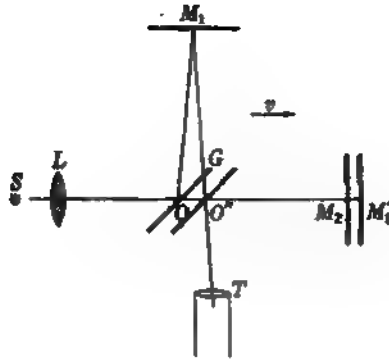
رأينا في ظاهرة الزيغ أن الاتجاه الظاهري للضوء القادم إلى المشاهد يتغير عندما يكون في حالة حركة . لذلك يمكن أن يتوقع المرء أن يكون قادراً على إيجاد تأثير مثل هذه الحركة على مقدار سرعة الضوء الملاحظة . بالرجوع إلى الشكل ١٩ - ٢ (ب) نرى أن السرعة الظاهرية  $v' = v/(\sin \alpha)$  تكون أكبر قليلاً من السرعة الحقيقية  $c = v/(\tan \alpha)$  . ومع ذلك ، تكون  $\alpha$  زاوية صغيرة جداً ، بحيث يكون الفرق بين الجيب والظل أصغر كثيراً من الخطأ في قياس  $\alpha$  . وثمة تجربة مختلفة نوعاً تجسم نفس المبدأ قد تم ابتكارها ، لتكون أكثر حساسية لاكتشاف هذا التغير الطفيف في السرعة الظاهرية إن وجد هذا التغير . وقبل وصف هذه التجربة تأخذ في الاعتبار تأثير حركة المشاهد على السرعة الظاهرية للضوء بالتفصيل .

ليكن المشاهد في الشكل ١٩ - ٧ عند  $O$  متحركاً نحو  $B$  بسرعة  $v$  ، ولتكن ومضة ضوئية ترسل أنياً عند  $O$  تنتشر الموجة في دائرة مركزها عند  $O$  . وبعد ثانية

شكل ١٩ -  $v$  : سرعة الضوء المنبعث من مصدر متحرك .

واحدة يكون نصف قطر الدائرة يساوى عدديا سرعة الضوء  $c$  . ويكون المشاهد خلال هذا الزمن قد تحرك بدوره مسافة  $v$  من  $O$  إلى  $O'$  . لذلك إذا استطاع المشاهد بطريقة ما متابعة تقدم الموجة ، فإنه سيجد أن السرعة الظاهرية للضوء ستختلف باختلاف اتجاه المشاهدة . ففي الاتجاه إلى الإمام  $O'B$  ستكون  $c - v$  وفي الاتجاه المضاد  $O'A$  ستكون  $c + v$  وفي الاتجاه  $O'P$  أى في الاتجاه العمود ستكون  $\sqrt{c^2 - v^2}$

ويكون مهما بملاحظة أنه عند رسم الشكل ١٩ -  $v$  افترضنا أن سرعة الضوء لا تتأثر بكون المصدر هو الآخر في حالة حركة أثناء إصداره للموجة . وهذا هو المتوقع لموجة تحدث في وسط مستقر ، على سبيل المثال ، موجة صوتية في الهواء . والوسط الافتراضى لانتقال الضوء هو الأثير ، وإذا كانت  $v$  هى السرعة بالنسبة للأثير فيمكن توقع نفس النتيجة . وبالنسبة للتجربة التى أجريت في الهواء يساوى معامل السحب لفرنل  $1 - 1/n^2$  الصفر تقريبا ومن ثم يمكن إهماله . لذلك إذا تحرك المشاهد بالسرعة  $v$  للأرض في مدارها ، فإن هذه الآراء تؤدي بنا إلى توقع التغيرات في السرعة الظاهرية للضوء الموضحة فيما سبق . وينبغى أن يكون الأثير متحركاً في الواقع محاذة الأرض بسرعة  $v$  ، وإذا وجدنا أى تأثيرات على سرعة الضوء ، فيمكن القول بأنها ترجع إلى الريح الأثيرى أو إلى انسياب الأثير . ولا يكون مثيرا للدهشة إذا كان هذا الانجراف لا يناظر سرعة في الأرض مدارها ، إذ أننا نعلم أن المجموعة الشمسية ككل تتحرك نحو كوكبة الحبار ( هرقل ) بسرعة ١٩ كم/ث ويكون مقبولا توقع أن يكون الأثير في حالة سكون بالنسبة لمجموعة النجوم الثابتة بدرجة أكبر مما هو عليه بالنسبة لمجموعةنا الشمسية .



شكل ١٩ - ٨ : مقياس التداخل لميكلسون كوسيلة لاخبار انسياق الأثير .

### ١٩ - ١٣ تجربة ميكلسون - مورلي

أجريت هذه التجربة ، ربما تكون أشهر من أى تجربة فى الضوء ، عام ١٨٨١ لدراسة إمكانية وجود انسياق الأثير . وتعتمد الفكرة أساساً على ملاحظة إذا كانت هناك إزاحة فى الهدب فى مقياس التداخل لميكلسون عندما يدار الجهاز بزاوية ٩٠° . ولهذا نفترض فى الشكل ١٩ - ٨ أن مقياس التداخل تحمله الأوض فى الاتجاه  $OM_2$  بسرعة  $v$  بالنسبة للأثير . ولتكن المرايا  $M_2, M_1$  مهيأة للأشعة الضوئية المتوازية وليكن  $d = OM_2 = OM_1$  الضوء الذى يترك  $O$  إلى الأمام سينعكس عندما تكون المراة عند  $M_2$  وسيعود إلى المراة نصف المفضض  $G$  عندما تكون قد تحركت إلى  $O'$  . وباستخدام علاقة السرعة المستنتجة فى الفقرة السابقة ، يكون الزمن المطلوب لقطع المسار  $OM_2O'$

$$T_1 = \frac{d}{c+v} + \frac{d}{c-v} = \frac{2cd}{c^2 - v^2}$$

والزمن اللازم لقطع المسار  $OM_1O'$  هو

$$T_2 = \frac{2d}{\sqrt{c^2 - v^2}}$$

كل من هاتين العلاقتين يمكن إيجاد مفكوكة فى متسلسلة ليعطى

$$T_1 = \frac{2cd}{c^2 - v^2} = \frac{2d}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{c^2} + \frac{v^4}{c^4} + \dots \right) \approx \frac{2d}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{c^2} \right)$$

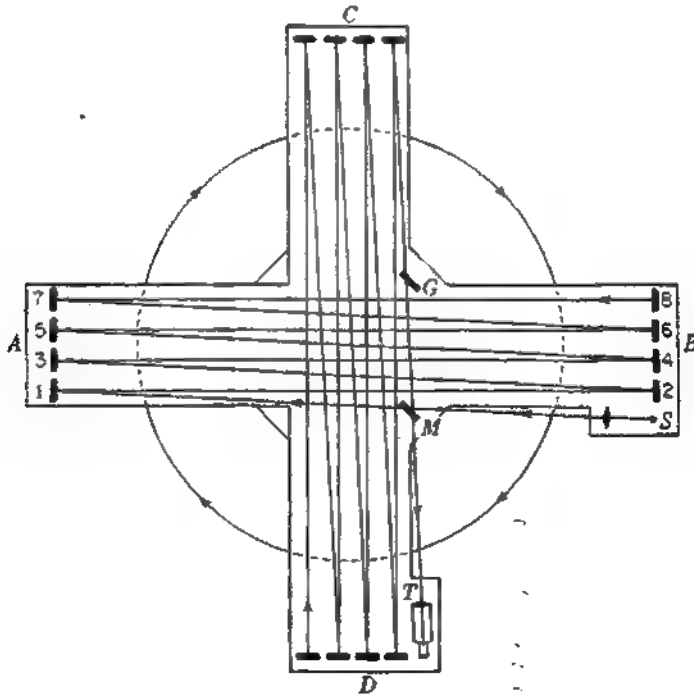
$$T_2 = \frac{2d}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2d}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{2c^2} + \frac{3v^4}{4c^4} + \dots \right) \approx \frac{2d}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{2c^2} \right)$$

ولذلك تكون نتيجة حركة مقياس التداخل زيادة كل من المسارين بمقدار ضئيل ، هذه الزيادة تكون الصغف في اتجاه الحركة . والفرق في الزمن ، الذي يجب أن يساوى الصفر في حالة مقياس التداخل الساكن ، يصبح الآن

$$T_1 - T_2 = \frac{2d}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{2d}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{2c^2} \right) = d \frac{v^2}{c^3}$$

ولتحويل هذا إلى فرق في المسير ، نضرب في C ، لنحصل على

$$\Delta = d \frac{v^2}{c^2} \quad ( ١٩ - ٣ )$$



شكل ١٩ - ٩ : تعديل ميللر لتجربة ميكلسون - مورلي لاكتشاف انسياق الأثير .

وإذا أدير مقياس التداخل بمقدار  $٥٩.٠$  ، لا يتغير اتجاهه ، لكن يستبدل المساران في مقياس التداخل موضعيهما . سيؤدي هذا إلى إدخال فرق إضافي في المسير  $\Delta$  يناظر ذلك الذي تم الحصول عليه من قبل . ومن ثم نتوقع إزاحة تناظر تغيرا في المسير مقداره ولقد جعل ميكلسون ومورلى المسافة  $d$  كبيرة عن طريق انعكاس الضوء ذهابا وإيابا بين ١٦ مرآة كما هو موضح في الشكل ١٩ - ٩ . ولتجنب تشوه الجهاز بالامعالات ، تم تثبيته على قاعدة خرسانية تطفو فوق سطح الزئبق ، وسجلت الملاحظات عند دورانه ببطء وباستمرار حول محور رأسي . كانت المسافة  $d$  في إحدى التجارب هي ١١ مترا ، لهذا إذا أخذنا  $٢٩,٩ \text{ كم/ث}$  و  $C = ٣٠٠ \text{ ألف كيلو متر في الثانية}$  نجد أن التغير في المسير هو  $٢ \times ١٠^{-٦}$  سم . وبالنسبة لضوء طول موجته  $٦ \times ١٠^{-٦}$  سم ، فإن هذا يناظر تغيرا مقداره  $٠,٤$  من الطول الموجي ، ولهذا يجب أن تراح الهدب بمقدار  $\frac{1}{2}$  هدبة . ولقد بينت الملاحظات الدقيقة عدم وجود إزاحة حتى ولو بمقدار  $١٠\%$  من القيمة المتوقعة .

هذه النتيجة السلبية ، التي توضح عدم وجود أى انسياق للأثير ، تعد مثيرة للشفغ حتى أن هذه التجربة أعيدت عدة مرات على يد عديد من الباحثين بعد إدخال تعديلات معينة . ولقد أيدت جميعها ميكلسون ومورلى في بيان أن الإزاحة الحقيقية في الهدب إن وجدت ، فإنها تكون أصغر كثيراً من القيمة المتوقعة . ولقد أجرى ميللر سلسلة من القياسات المكثفة . وكان الجهاز الذي استخدمه هو في أساسه جهاز ميكلسون ومورلى ( الشكل ١٩ - ٩ ) ولكن بصورة أكبر . ومع مسار ضوئي مقداره ٦٤ مترا ظن ميللر أنه حصل على دليل يوضح حدوث إزاحة صغيرة حوالى  $\frac{1}{2}$  من الهدبة بتغير دوريا مع التوقيت الفدكي . ومع ذلك ، يجعل التحليل الأخير لنتائج ميللر من المحتمل أن تكون هذه النتيجة غير ذات بال ، وأن سببها تغيرات طفيفة في الميل الحرارى على طول مقياس التداخل\* .

## ١٩ - ١٤ مبدأ النسبية

إن النتيجة السلبية التي تم الحصول عليها بواسطة ميكلسون ومورلى وبواسطة معظم أولئك الذين أعادوا التجربة ، تكون جزءا من حلقة النظرية النسبية ، التي وضعها

\* R. S. Shankland, S. W. McCuskey, F. C. Leone, and G. Koertj, *Rev. Mod. Phys.*, 27:167 (1955).

إيستين\* عام ١٩٠٥ . والفرضان الأساسيان اللذان تبنى عليهما هذه النظرية هما :

(١) مبدأ النسبية للحركة المنتظمة . يكون لقوانين الفيزياء نفس الشكل في جميع الأنظمة التي تتحرك بالنسبة لبعضها البعض بسرعة ثابتة . ولا يمكن لمشاهد في أى نظام نتيجة لهذا أن يكتشف حركة ذلك النظام بواسطة أى مشاهدات محصورة على هذا النظام .

(٢) مبدأ ثبات سرعة الضوء . سرعة الضوء في أى إطار اسناد معين لا تتوقف على سرعة المصدر . ويعنى هذا ، مع ربطه بالمبدأ الأول ، أن سرعة الضوء لا تتوقف على السرعة النسبية بين المصدر والمشاهد .

وبالرجوع إلى الرسم التوضيحي ( الشكل ١٩ - ٧ ) لمشاهد يرسل ومضة ضوئية عند  $O$  أثناء حركته بسرعة  $v$  ، يتطلب الفرضان السابقان أن أى قياسات يقوم بها المشاهد عند  $O'$  أن يكون هو مركز الموجة الكرية . لكن مشاهدا في حالة سكون عند  $O$  سيجد أنه بدوره عند مركز الموجة . ويتطلب التوفيق بين هاتين الحالتين المتعارضتين بجلاء أن تكون مقاييس الفضاء والزمن لنظام متحرك مختلفة عن تلك لنظام ساكن . فالأحداث المنفصلة في الفضاء التي تبدو متزامنة لمشاهد ساكن لا تبدو كذلك لمشاهد متحرك مع النظام .

ولقد كان التفسير الأول للنتيجة الصفرية لتجربة ميكلسون مورلى هو أن ذراع مقياس التداخل تنكمش في الطول عند توجيهها لتوازي حركة الأرض بسبب هذه الحركة . ويتطلب ما يسمى بانكماش فيتزجيرالد لورنتز أنه إذا كان  $l_0$  هو طول جسم في حالة سكون فإن حركته في اتجاه يوازي  $l_0$  بسرعة  $v$  ستعطي طولاً جديداً هو

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (١٩ - ٤)$$

وسوف يحقق هذا القانون شرط أن الاختلاف في المسير بسبب انسياب الأثير سيتلاشى تماماً . ولا يمكن طبعاً اكتشاف التغير في الطول بواسطة مسطرة إذ أنها ستكتمش بنفس النسبة . ومع ذلك ، سيؤدى انكماش من هذا النوع إلى تغيرات في بعض الخواص

---

+ ألبرت أينشتاين ( ١٨٧٩ - ١٩٥٥ ) . مدير معهد قيصر ويلهلم في برلين سابقاً ، قدم أينشتاين عام ١٩٣٥ إلى معهد الدراسات المتقدمة في برنسون . موهوباً بواحد من أعظم العقول ، أسهم في كثير من مجالات الفيزياء بجانب النسبية . ومن أعماله الهامة قانون المشهور للتأثير الكهروضوئى . ولقد منح جائزة نوبل عام ١٩٢١ م .

الفيرياية الأخرى . ولقد قامت عدة محاولات لإيجاد دليل على ذلك بلا جدوى . إذ ستتمثل تبعاً للعرض الأول للنسبية . فلا يوجد أنسباق للأثير مثلما لا يوجد أى انكماش بالنسبة لمشاهد يتحرك مع مقياس التداخل .

وبدءاً من الفروض الأساسية للنظرية ، يكون ممكناً بيان أنه فى إطار إسناد يتحرك بالنسبة لمشاهد ستوجد فى الواقع تغيرات فى بعض القيم المشاهدة للطول والكتلة والزمن . فكتلة جسم تصبح

$$m = m_0 \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad ( ١٩ - ٥ )$$

حيث  $m_0$  الكتلة فى حالة سكون بالنسبة للمشاهد . وإذا نظرنا للضوء ،  $v$  له تساوى  $c$  ، على أنه مكون من جسيمات ( انظر الباب ٣٢ ) ، ستكون كتلة هذه الجسيمات فى حالة السكون تساوى الصفر وإلا تصبح  $m$  مالا نهاية . ولقد أجريت عدة قياسات تجريبية على الكترونات تتحرك بسرعات عالية ، حققت المعادلة ( ١٩ - ٥ ) كمياً . توجد نتائج منطقية للنظرية النسبية يمكن مشاهدتها ، يمكن الحصول على أكثرها إثارة عند التوسع فيها لتغطى الأنظمة التى تتحرك بعجلة كما فى حالة الأنظمة ذات الحركة الثابتة\* . ومن النظرية النسبية العامة تم التنبؤ بانحراف أشعة الضوء أثناء مرورها بالقرب من الشمس ونقص تردد الضوء المنبعث من الذرات فى مجال جاذبية قوى . والقياسات الدقيقة للمواضع الظاهرية للنجوم خلال كسوف كلى للشمس ولأطياف النجوم كبيرة الكثافة ( الأقزام البيضاء ) أثبتت هذين التأثيرين الضوئيين .

وكانت هذه البراهين التجريبية للنظرية كافية لتؤدى إلى قبول عام لتصحيح النظرية النسبية العامة . وفى الوقت الذى لا تنكر فيه النظرية مباشرة وجود الأثير الذى افترضه فرنل فإنها تقول بصورة أكثر تحديداً بأنه لا توجد تجربة يمكن إجراؤها لإثبات وجوده . لأنه إذا كان من الممكن إيجاد حركة جسم بالنسبة لآخر ، فإنه يمكن النظر إلى الأثير كنظام ثابت للأحداثيات بالنسبة لجميع الحركات التى يمكن إرجاعها إليه . ولعل واحدة من النتائج الأساسية للنسبية هى عدم تميز نظام إحداثيات على آخر ، فأى نظام

\* لمراجعة عامة للنظرية ونتائجها ، أنظر

R. C. Tolman, "Relativity, Thermodynamics and Cosmology," Oxford University Press, New York, 1949. See also

وأنظر أيضاً

Harvey E. White, "Modern College Physics," 6th ed., D. Van Nostrand Co., New York, 1973.

إحداثيات يكون مكافئا لأي نظام آخر . ونظر لأن الأثير الثابت لا يمكن مشاهدته بوضوح ، يكون الاحتفاظ بهذا المفهوم لا معنى له . ومع ذلك ، لا يمكن من الناحية التاريخية إهمال أهميته لأن بعض أهم نواحي التقدم في دراسة الضوء ظهرت من افتراض مادة الأثير .

## ١٩ - ١٥ تأثيرات النسبية الثلاثة ذات الرتبة الأولى

توجد تأثيرات ضوئية ثلاثة يتوقف مقدارها على الأسس الأول للمقدار  $v/c$  وهي :

(١) تأثير دوبلر

(٢) زيبغ الضوء

(٣) معامل السحب لفرنل

ثم استنتاج معادلات هذه التأثيرات على أساس النظرية التقليدية في الفقرت ١١ - ١٠ ، ١٩ - ٢ و ١٩ - ١٠ . ومن مميزات النظرية النسبية أنها تؤدي إلى نفس النتائج لتأثيرات من الرتبة الأولى كما تفعل النظرية التقليدية . فقط ، يمكن أن تختلف التنبؤات في النظريتين في حالة التأثيرات ذات الرتبة الثانية التي تعتمد على  $v^2/c^2$  . وتنتمي تجربة ميكلسون - مورلي إلى هذا الطراز . وحتى للتأثيرات من الرتبة الأولى الموصحة أعلاه ، يمكن أن تختلف النتائج من النظريتين في الحدود الصغيرة للرتبة الثانية والرتب الأعلى لـ  $v/c$  . ففي النظرية النسبية ، يتم استنتاج هذه المعادلات باستخدام تحويلات لورنتز . هذه هي عملية تحويل وصف الحركة بدلالة نظام إحداثيات معين إلى وصف نفس الحركة بدلالة نظام آخر يتحرك بسرعة ثابتة بالنسبة للأول . ومع أننا لن نعطي الإثبات الرياضي لهذه العملية هنا إلا أننا سنقدم النتائج الرئيسية وستناقشها بإيجاز .

عندما تعاد كتابة معادلة تردد الحركة الموجبة الدورية لا في إطار إسناد المشاهد ، يأخذ التردد قيمة جديدة تعطى بواسطة

$$(١٩ - ٦) \quad \nu' = \nu \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - v/c} = \nu \left( 1 + \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{1}{2} \frac{v^3}{c^3} + \dots \right)$$

هذا هو تأثير دوبلر لمصدر ومشاهد يقتربان بسرعة  $v$  من بعضهما البعض على طول الخط الواصل بينهما . ومقارنة مفكوك المتسلسلة لمعادلتنا السابقة ( ١١ - ٢٦ ) توضح أن التنبؤ من النسبية يختلف عن ذاك من النظرية التقليدية فقط في الحدود ذات الرتبة الثانية والرتب الأعلى ينشأ هذا نظريا من حقيقة أن الزمن المقاس بالساعة المتحركة يكون

أنطاً من نظيره للنساعة الساكنة . ولقد أعطى إيفز\* شرحاً رائعاً لهذه الحقيقة بمقارنة تردد اشعاع صادر من حزمة من ذرات الهيدروجين تتحرك بسرعة نحو المطياف (اسيكتروسكوب) ثم بعيداً عنه . فبالإضافة إلى كبير إزاحات الرتبة الأولى للمخطط الطيفي نحو التردد الأعلى أو التردد الأقل على الترتيب في الحالتين ، لاحظ وقاس إزاحة إضافية صغيرة نحو الترددات الأعلى في الحالتين نظراً لأن الحد الذي نحن بصددده يحتوي على مربع السرعة ويكون له بالتالي نفس القيمة بعض النظر عن إشارة  $v$  .

وتحتوي هذه التحربة على برهان آخر للنظرية النسبية عن طريق مشاهدة تأثير الرتبة الثانية الذي لا نظير له في النظرية التقليدية . وينبغي أيضاً الإشارة إلى أن النسبية فتبعاً بإزاحة دوبلر ذات الرتبة الثانية حتى عندما يتحرك المصدر في اتجاه عمودى على خط النظر .

وتفسير زيغ الضوء في تجربة إيفز أبسط من وجهة نظر النسبية . فتبعاً للفرض الأساسى الثانى ، تكون سرعة الضوء دائماً هي  $c$  لأى مشاهد بغض النظر عن حركته . لذلك ، بالرجوع إلى الشكل ١٩ - ٢ (ب) ، ينبغي أن تستبدل سرعة الضوء الموضحة بالرمز  $v$  بالرمز  $c$  . وتصبح معادلة زاوية الزيغ ، بدلا من  $\sin \alpha = v/c$  ، عندئذ هي :

$$\sin \alpha = \frac{v}{c} \quad 19 - 7$$

ومن المعروف جيداً أن الجيب والظل يختلفان فقط في الحدود ذات الرتبة الثالثة والرتب الأعلى . وتكون الزاوية هنا صغيرة إلى الحد الذى يجعل من المرجح عدم اكتشاف الفرق . في تجربة إيفز ، ينشأ تنبؤ مشاهدة زيادة في الزاوية عند امتلاء التلسكوب بالماء من افتراض أن الماء سيقفل من سرعة الضوء بالنسبة للمجموعة السمتية ، التى ينظر فيها إلى الأثير كوسط ساكن . ولكن يكون مقدار سرعة الضوء الصحيح من وجهة نظر النسبية هو سرعته في نظام إحداثيات المشاهد ، وهذا يميل بزاوية  $\alpha$  تعطى بالمعادلة ١٩ - ٧ . لذلك ، فإنقاص مقدار هذه السرعة بالسماح للضوء بدخول الماء سوف لا يحدث أى تغير واضح في اتجاهه .

وثمة تأثير موجب ماطر لسحب الأثير لفرنل يمكن مشاهدته عندما يكون الوسط في حركة بالنسبة للمشاهد ( الفقرة ١٩ - ١٠ ) ، وإن كان تفسيره بالنظرية النسبية مختلفاً تماماً . فإحدى نتائج تجويلات لورنتز هي أن أى سرعتين في نظامى إحداثيات يكونان

\* H. E. Ives and A. R. Stilwell, *J. Opt. Soc. Am.*, 28:215 (1938); 31:369 (1941).

في حركة نسبية بالنسبة لبعضهما البعض لا يمكن إضافتهما بالطرق المستخدمة في الميكانيكا التقليدية . فعلى سبيل المثال ، لا تساوى محصلة سرعتين في نفس الخط مجموعهما الحسابى . وإذا رمزنا لسرعة الضوء في نظام إحداثيات لوسط متحرك بالرمز  $V_0$  ولسرعة الوسط في نظام إحداثيات المشاهد بالرمز  $v$  ، تكون السرعة المحصلة بالنسبة لمشاهد عندئذ ، بدلا من كونها تساوى  $V_0 + v$  كما يلى :

$$( ١٩ - ٨ ) \quad V = \frac{V_0 + v}{1 + (V_0/c)(v/c)}$$

ويمكن للطالب إثبات أن هذه المعادلة تعطى نفس السرعة  $V$  لأى مشاهد يتحرك بالسرعة  $v$  ، في حالة  $V_0$  تساوى  $C$  ، أى في الفراغ . وينبع التعبير عن معامل السحب لفرزل على الفور من المعادلة ١٩ - ٨ إذا أهملنا الحدود ذات الرتبة الثانية . ولهذا يعطى مفكوك ذات الحدين

$$V = (V_0 + v) \left( 1 - \frac{V_0}{c} \frac{v}{c} - \dots \right) = V_0 + v - \frac{V_0^2 v}{c^2} - \frac{v^2 V_0}{c^2} - \dots$$

ويكون الحد الأخير ثانية كمية من الرتبة الثانية والذي يمكن إهماله . وعندئذ يمكننا لتعويض عن  $c/V_0$  بالرمز  $n$  ، الحصول على

$$( ١٩ - ٩ ) \quad V = \frac{c}{n} + v \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right)$$

السرعة كما يراها المشاهد تتغير بالمعامل  $1/n^2 - 1$  الذى له نفس القيمة المعطاة بالمعادلة ١٩ - ٢ . ولا تتضمن إثباتات النسبية وجود أى « انسياق » كما لا تتضمن وجود الأثير حتى لو تم افتراضه .

## مسائل

- ١٩ - ١ افترض أن مقدار سرعة الضوء هو  $299793$  كم/ث وأن متوسط نصف قطر مدار الأرض حول الشمس هو  $1,49670 \times 10^8$  كم ، احسب (أ) طول محيط مدار الأرض (ب) الزمن الدورى للأرض بالفواى . احسب (ج) متوسط السرعة المدارية للأرض الكيلومترات في الثانية والنهاية العظمى لزاوية زيغ نجم بدلالة (د) الدرجات (هـ) ثوان من قوس . افترض أن الزمن الدورى للأرض  $365,241$

يوما شمسيين متوسطا .

الإجابة : (أ)  $9,40404 \times 10^8$  كم (ب)  $3,155682 \times 10^7$  ثانية (ج)  $29,80034$  كم/ث (د)  $0,00069538$  ° (هـ)  $20,34$  ثانية من قوس .

١٩ - ٢ من المحتمل في الوقت الراهن أن يكون أكثر دقة النظر إلى قياسات الزيف الفلكي لتعيين مقدار سرعة الأرض عن مقدار سرعة الضوء . وباستخدام قيمة زاوية الزيف المعطاة في الفقرة ١٩ - ٢ وقيمة  $c$  ليكلسون عام ١٩٢٦ ، احسب مقدار السرعة المدارية للأرض لخامس رقم عشري (أ) بالكيلو متر في الثانية (ب) بالمتر في الثانية .

١٩ - ٣ عندما استخدم ميكلسون مرآة ذات ١٢ جانبا في تجربته على مقدار سرعة الضوء ، انتمكت الصورة إلى موضعها الأصلي من الأوجه المتجاورة . أوجد المسافة بين العلامتين على قمتي الجبلين ، قمة ويلسون وقمة سان أنطونيو ، إذا كان مقدار سرعة الدوران  $352$  دورة/ث . افرض أكثر القيم احتمالا لسرعة الضوء لتكون  $299792,0$  كم/ث .

١٩ - ٤ استخدم ميكلسون ، بيز وبرسون في تجاربهم لقياس مقدار سرعة الضوء أنبوبية طويلة مفرغة ومرآة دوارة منشورية ذات ٣٢ وجهها . وبفرض أن المسار الكلي الذي يقطعه الضوء كان  $13,2870$  كم وأن مقدار سرعة الضوء هو  $299793$  كم/ث ، أوجد مقدار سرعة دروان المرآة المنشورية للحصول على أول صورة غير مزاحة .

الإجابة :  $705,090$  دورة/ث .

١٩ - ٥ إذا هيء جهاز غلية كير لاندرسون بحيث كان فرق المسير الكلي هو  $171,2985$  مترا واحتوى ١١ مجموعة موجبة ، أوجد (أ) الطول  $\lambda$  لإحدى المجموعات الموجبة . إذا أعطى مقدار السرعة المحسوبة بواسطة  $\lambda f$  ، أوجد (ب) مقدار السرعة  $c$  في الهواء (ج) مقدار سرعة الضوء في الفراغ  $c$  (د) التصحيح من  $c$  في الهواء إلى  $c$  في الفراغ بالكيلو متر في الثانية . بفرض أن معامل انكسار الهواء عندئذ هو  $1,0002868$  وتردد مولد الذبذبات هو  $19,20$  ميغا هرتز .

١٩ - ٦ أثبت صحة ماورد في الفقرة ١٩ - ٩ من أن إزاحة الهدية بمقدار  $0,460$  في تجربة فيزور تناظر-تفيرا في مقدار سرعة الضوء بحوالى نصف مقدار سرعة سريان الماء . بفرض أن طول موجة الضوء الفعال هو  $5500$  أنجستروم وأن معامل انكسار الماء  $1,3330$  أوجد مقدار الكسر الذي يعطيه .

١٩ - ٧ معامل انكسار ثاني كبريتيد الكربون  $n_D = 1,62950$  وقوة تفريق  $dn/dn$   $= 1820$  سم<sup>-١</sup> عند هذا الطول الموجي . أوجد (أ) نسبة مقدار سرعة الضوء في القضاء إلى سرعة المجموعة في ثاني كبريتيد الكربون ، (ب) القيمة المبسطة لمعامل

السحب لفرنل لهذه المادة . نحتاج المعادلة ١٩ - ٢ تصحيحا صغيرا ينشأ من أن  
جزئيات الماء المتحرك تغير التردد الفعال تغيرا طفيفا بواسطة تأثير دوبلر . أثبت  
(ج) أنه يمكن أخذ هذا في الاعتبار بإضافة الحد  $-(dn/d\lambda)(\lambda/\pi)$  إلى معادلة معامل  
السحب . تكون  $\lambda$  هنا الطول الموجي في الفراغ .  
ملاحظة : نخدمعامل الانكسار بحيث يتغير خطيا مع التردد وأدخل معامل الانكسار  
الجديد ، كما يتغير بواسطة تأثير دوبلر ، في معادلة سرعة الضوء في وسط متحرك .  
الإجابة : (أ) ١,٧٣٦٧ ، (ب) ٠,٦٨٩٢

١٩ - ٨ افرض مسطرة متريّة تتحرك في اتجاه طولها مارة بمشاهد بسرعة تساوي ٣٠٪ من  
مقدار سرعة الضوء . أوجد طولها الظاهري بالاستيجمات .

١٩ - ٩ أوجد الكتلة الظاهرية للإلكترون يتحرك مارا بمشاهد بمقدار ثلث سرعة الضوء .  
افرض أن كتلة السكون للإلكترون هي  $٩,١٠٩٦ \times ١٠^{-٣١}$  كجم .

١٩ - ١٠ سفينة فضاء كتلتها  $٦,٢٥٠ \times ١٠^٦$  كجم وطولها ٣٥,٢٠ مترا تمر بالأرض  
بسرعة ٢٥ في المائة من مقدار سرعة الضوء . أوجد (أ) الكتلة الظاهرية و (ب)  
طولها الظاهري .

الإجابة : (أ)  $٦,٤٥٥ \times ١٠^٦$  كجم ، (ب) ٣٤,٠٨٢ م .

## الفصل العشرون

### الخصائص الكهرومغناطيسية للضوء

مهدت دراستنا لخواص الضوء الطريق إلى استنتاج أن الضوء حركة موحية ، تنتشر بسرعة هائلة . ولم يكن ضروريا عند تفسير التداخل والحيود وضع أى افتراض حول طبيعة الإزاحة  $y$  التى تظهر فى معادلاتنا الموجية نظرا لأننا فى هذه الموضوعات كنا نهم فقط بالتأثير المتبادل بين أمواج الضوء . وسنأخذ فى الاعتبار فى الأبواب التالية موضوعات يلعب دورا فيها التأثير المتبادل بين الضوء والمادة ، ومن هنا يصبح ضروريا تحديد الطبيعة الفيزيائية للكمية  $y$  ، التى تسمى عادة متجه الضوء . ولقد تصور فرنل ، أول من أعطى عام ١٨١٤ م تفسيراً مرضياً للتداخل والحيود بالنظرية الموجية ، أن متجه الضوء يمثل الإزاحة الفعلية لمادة الأثير التى يعتقد أنها مادة تنتشر فى كل مكان كثافتها ضئيلة جدا وبمأسكها عال . ولقد كان لنظرية الجامد - المرن هذه نجاح ضخم فى تفسير الظواهر الضوئية ولقد تم دعمها بقوة بواسطة كثرة من الباحثين المتميزين فى هذا المجال ، مثل لورد كلفن ، حتى عام ١٨٨٠ م .

#### ٢٠ - ١ الطبيعة المستعرضة لاهتزازات الضوء

يتمثل الاعتراض الرئيسى لنظرية الجامد - المرن فى حقيقة أن الضوء على وجه التحديد حركة موجية مستعرضة ، أى أن الاهتزازات تكون دائماً عمودية على اتجاه انتشار الأمواج . وليس ثمة أمواج طولية يمكن اكتشافها . ويأتى البرهان التجريبي لهذه الحقيقة من دراسة استقطاب الضوء ( الباب ٢٤ ) ، التى تظهر بوضوح تام بحيث يمكننا هنا تناول هذه الحقيقة كما تم إثباتها . ولجميع الجوامد المرنة التى نعرضها الآن القدرة على نقل الأمواج الطولية تماماً كالأمواج المستعرضة . ولا يكون ممكناً فى الحقيقة تحت بعض الظروف أحداث موجة مستعرضة دون البدء بموجة طولية فى نفس الوقت . ولتلا فى هذه الصعوبة ، تم تقديم عدة اقتراحات . لكننا كلها مصنوعة جداً . وأكثر م

هذا ، تنو فكرة الأثير ذاتها- مصطبعة هي الأخرى ، بنفس القدر الذى لا يمكن اكتشاف خواصه بواسطة تجارب ميكانيكية .

لهذا كان الوقت ملائماً حينما افترض ماكسويل\* نظرية لا تتطلب أد تكون اهتزازات الضوء مستعرضة تماماً فحسب ، بل وتعطى ارتباطاً محددًا بين الضوء والكهربية . وفى ورقة قرئت أمام الجمعية الملكية عام ١٨٦٤ عنوانها النظرية الدينامية بمجالات الكهرومغناطيسية ، عبر ماكسويل عن نتائج بحوثه النظرية فى صورة أربع معادلات أساسية ، أصبحت تعرف باسم معادلات ماكسويل . تستند هذه المعادلات إلى تجارب سابقة لإحراها أورستد فرداى وحوريف هرى تتعلق بالعلاقات بين الكهربية والمغناطيسية . ولقد لخصوا هذه العلاقات فى صور رياضية محددة شكلت نقطة انطلاق للبحث فى جميع الظواهر الكهرومغناطيسية . وسوف نعرض فى الفقرات التالية كيف يمكنها تقليل الأمواج المستعرضة للضوء .

## ٢٠ - ٢ معادلات ماكسويل فى الفراغ

لن يقدم استنتاج هذه المعادلات هنا ، نظراً لأن هذا يتطلب مراجعة عميقة لمبادئ الكهربية والمغناطيسية\* . وبدلاً من ذلك سنعرض فى هذا الباب لهذه المعادلات فى أبسط صورة ، تكون قابلة للتطبيق فى الفراغ ، ثم نثبت أنها تتنبأ بوجود أمواج لها خواص أمواج الضوء . وسنعرض للتعديل الذى يبنى إدخاله عند التعامل مع أوساط مادية مختلفة فى المواضع المناسبة فى الأبواب التالية .

يمكن كتابة معادلات ماكسويل فى صورة أربع معادلات إنجامية ، لكننا سنعبر عنها بمعادلات تفاضلية لأولئك الذين لا يلمون بالمتجهات . يمكن التعبير فى هذه الصورة عن

\* جيمس كلارك ماكسويل ( ١٨٣١ - ١٨٧٩ ) ، أستاذ الفيزياء التجريبية فى جامعة كامبريدج ، اخترع . قدم ورقة إلى الجمعية الملكية وعمره ١٥ سنة ، وكان معظم أعماله فى النظرية الكهرومغناطيسية أثناء دراسته الجامعية فى كامبريدج . وتحمل بحوثه فى مجالات عديدة طابع العقيدة . أعطى ماكسويل أساساً نظرياً صلباً لنظرية الحركة للجزيئات ، وقد أطلق اسمه على قانون توزيع سرعات الجزيئات .

+ لاستنتاج معادلات ماكسويل بوحدة م كج م ث ، ارجع إلى

E. Hecht and A. Zajac, "Optics," pp. 29-37, 509, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass.

أول معادلتين بمجموعتين من ثلاث معادلات لكل . وباستخدام مجموعة إحداثيات  
بيني ، تصبح هذه في الفراغ كما يلي :

$$\begin{aligned} 1 - 2. \quad & \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \\ & \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \\ & \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2 - 2. \quad & -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ & -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ & -\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned}$$

ويمكن كتابة المعادلتين المتبقيتين كما يلي :

$$3 - 2. \quad \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$$

$$4 - 2. \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$$

وتعطي هذه المعادلات التفاضلية الجزئية العلاقات في الفضاء والزمن بين الكميات  
المتجهة  $E$  ، شدة المجال الكهربى و  $H$  ، شدة المجال المغنطيسى . لهذا تكون  $E_x, E_y, E_z$  هي  
مركبات  $E$  على طول الإحداثيات الثلاثة المتعامدة وتكون  $H_x, H_y, H_z$  مركبات  
 $H$  . ويقاس المجال الكهربى بالوحدات الكهروستاتيكية والمجال المغنطيسى بالوحدات  
الكهرومغناطيسية . ويعرف النظام الذى يستخدم الوحدات الكهروستاتيكية لجميع  
الكميات الكهربائية والوحدات الكهرومغناطيسية لجميع الكميات المغنطيسية باسم نظام  
حاوس للوحدات . وبالرغم من أن معظمها غير مناسب للحسابات العملية ، إلا أنها

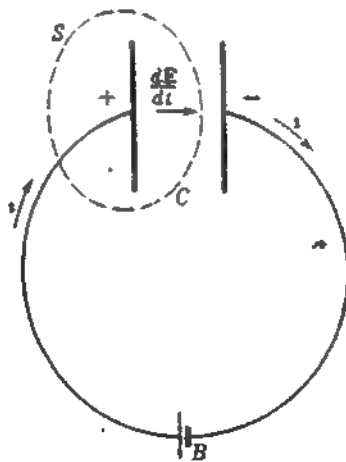
٣

أساسة ها ، وسوف تستخدم دائماً فيما يلى . ويتوقف وجود الثابت الهام  $c$  و لمعادلات ٢٠ - ١ و ٢٠ - ٢ طبعا على اختيارنا للوحدات . ويمثل هذا الثابت نسبة مقادير الوحدات الكهرومغناطيسية والكهروستاتيكية للتيار .

وتعبر المعادلة ٢٠ - ٣ فقط عن الحقيقة التى تقول بعدم وجود شحنات كهربية حرة فى الفراغ . ويؤدى افتراض عدم وجود قطب مغناطيسى حر إلى المعادلة ٢٠ - ٤ . وتعتبر المعادلات ٢٠ - ٢ عن قانون فرداى للقوة الدافعة الكهربية المحثة . ولهذا ، تمثل لكميات فى الطرف الأيسر من هذه المعادلات المعدل الزمنى لتغير المجال المغناطيسى ويبدو التوزيع الفضائى للمحالات الكهربية الناتجة فى الطرف الأيمن . لا تعطى هذه المعادلات مقدار القوة الدافعة الكهربية مباشرة ولكن تعطى معدلات تغير المجال الكهبرى على طول المحاور الثلاثة . وللحصول على القوة الدافعة الكهربية دائما فى بعض المسائل يجرى تكامل المعادلات .

### ٢٠ - ٣ تيار الإزاحة

يتمثل الإسهام الجديد لمبدأ ماكسويل عند إيجاد المعادلات فى التعبير عن المعادلات ٢٠ - ١ . تأتى هذه من امتداد قانون أمبير للمجال المغناطيسى عن تيار كهبرى . وتعطى الأطراف الأيمنى توزيع شدة المجال المغناطيسى  $H$  فى الفضاء ، لكن لا يبدو لأول وهلة أن



شكل ٢٠ - ١ : مفهوم تيار الإزاحة

لكميات الطرف الأيسر علاقة بالتيار الكهربى . وهى تمثل المعدل الزمنى لتغير المجال الكهربى . لكن ماكسويل نظر إلى هذا كمكافئ لتيار ، تيار الإزاحة ، الذى يسرى ظاهرا استمر المجال الكهربى فى التغير والذى يولد نفس التأثيرات المغناطيسية لتيار توصيل عادى .

وثمة طريقة واحدة لتوضيح التكافؤ بين  $\partial E/\partial t$  وبين تيار كهربى مبنية فى الشكل ٢٠ - ١ . تصور مكثفا كهربيا C متصلا مع بطارية B بأسلاك توصيل ، ويكون الجهاز كله فى الفراغ مع كون الفراغ بين لوحى المكثف . عندما يسرى تيار فى اللوحة ، تنحصر شحنة كهربية على لوحى المكثف حتى يتم شحن المكثف تماما إلى جهد البطارية . ويسرى خلال هذه اللحظة تيار معين إلى داخل السطح المغلق S لكن لا يسرى أى شئ إلى الخارج . وأخذ الاستمرارية فى الاعتبار ، أدى بماكسويل إلى افتراض أنه بالقدر الذى يسرى به التيار خارج مثل هذا السطح يسرى نفس القدر إلى الداخل . لكن لا يسرى أى تيار من النوع المألوف بين لوحى المكثف . ويمكن فقط تحقيق شرط الاستمرارية بالنظر إلى التغير فى المجال الكهربى فى هذا الفضاء كمكافئ لتيار إزاحة ، كثافة التيار ز له تناسب طرديا مع  $\partial E/\partial t$  . وفى نظامنا للوحدات يعطى هذا التيار بواسطة  $z = 1/4\pi$  مضروبا فى  $\partial E/\partial t$  . وسيمكن ملاحظة أن تيار الإزاحة يسرى فى الفضاء لكنه يتوقف حائلا يصبح E ثابتا .

يمكن للمرء أن يرى التماثل بين المعادلات ( ٢٠ - ٢ ) و ( ٢٠ - ١ ) . فمن المعادلات ٢٠ - ٢ ، أى تعبر فى المجال المغناطيسى يولد قوة دافعة كهربية . وهذا ملاحظه فرادى وما يمكن إثباته بسهولة تجريبيا . ومن المعادلات ٢٠ - ١ ، أى تغير فى المجال الكهربى سيولد محالا مغناطيسيا ( قوة دافعة مغناطيسية ) . وهذه فكرة أقل ألفة ، ومن غير الممكن بيانها بأى تجربة بسيطة . يكمن سبب هذا الاختلاف فى عدم وجود مادة تقوم بتوصيل المغناطيسية كما يقوم سلك بتوصيل الكهرباء . وميزة وجود بعض المواد لها خاصية التوصيل للكهربية هى السبب الوحيد لاكتشاف المعادلات ( ٢٠ - ٢ ) قبل المعادلات ( ٢٠ - ١ ) . وبرهان صحة المعادلات ٢٠ - ١ يشتمل فى الحاح الملحوظ لمعادلات ماكسويل فى وصف الظواهر فى الطبيعة . وتجب الإشارة إلى أن معادلات ماكسويل ( ٢٠ - ١ ) و ( ٢٠ - ٢ ) يمكن كتابتها بدلالة تيار إزاحة باستبدال مركبة وهى بواسطة  $4\pi j_z$  ، والمركبات الأخرى تعبيرات مماثلة .

## ٢٠ - ٤ معادلات الموجة الكهرومغناطيسية المستوية

لنأخذ في الاعتبار الأمواج المستوية التي تنتشر في الاتجاه  $x$  ، بحيث تكون صدور الأمواج المستوية موازية للمستوى  $yz$  . إذا تم تمثيل الاهتزازات بالتعريفات في  $H, E$  ، فإما سري أنه في أي صلب موجة واحد ينبغي أن يكونا ثابتين على كل المستوى عند أي لحظة ، وينبغي أن تكون مشتقاتهما الجزئية بالنسبة إلى  $z, y$  تساوي الصفر . ولهذا تأخذ المعادلات ( ٢٠ - ١ ) إلى ( ٢٠ - ٤ ) الشكل التالي :

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= 0 \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -\frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (٢٠ - ٥)$$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= 0 \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (٢٠ - ٦)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \quad (٢٠ - ٧)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0 \quad (٢٠ - ٨)$$

تأخذ في الاعتبار أولى المعادلات في ( ٢٠ - ٥ ) والمعادلة ( ٢٠ - ٧ ) معاً يبدو أن المركبة الطولية  $E_x$  تكون ثابتة في كل من الفضاء والزمن . وبالمثل من أولى المعادلات في ( ٢٠ - ٦ ) والمعادلة ( ٢٠ - ٨ ) ، تكون  $H_x$  ثابتة أيضاً . لذلك ، لا يمكن لهذه المركبات أي تأثير على الحركة الموجية ، لكنها يجب أن تمثل مجالات ثابتة متراكمة على نظام الأمواج . ومن ثم يمكننا للأمواج ذاتها أن نكتب :

$$E_x = 0 \text{ و } H_x = 0$$

وهذا يعنى طبعاً ، أن الأمواج مستعرضة كما تم ذكره من قبل .

وبالنسبة للمعادلات الأربع المتبقية ، نرى أن المعادلة الثانية ( ٢٠ - ٥ ) والمعادلة الثالثة ( ٢٠ - ٦ ) تتضمنان  $E_z, E_y$  ، بينما تتضمن المعادلة الثالثة ( ٢٠ - ٥ ) والمعادلة الثانية ( ٢٠ - ٦ )  $H_y, E_z$  . ولنفرض ، على سبيل المثال ، أن  $E_y$  تمثل متجه الضوء ، بحيث نتعامل مع موجة مستقطبة استقطاباً استوائياً إهتزازاتها في الاتجاه  $y$  . وعندئذ يجب وضع  $H_y = E_z$  تساوى الصفر ، ولناخذ في الاعتبار المعادلتين الباقيتين

$$( ٢٠ - ٩ ) \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} = - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad - \frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial x}$$

وبفاضل الآن المعادلة الأولى بالنسبة للزمن والمعادلة الثانية بالنسبة إلى  $x$  . يعطى هذا

$$\frac{1}{c} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = - \frac{\partial^2 H_z}{\partial x \partial t} \quad - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t \partial x} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}$$

وبالتخلص من مشتقات  $H_z$  نجد أن

$$( ٢٠ - ١٠ ) \quad \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}$$

ويكيفية مماثلة ، بفاضل المعادلة الأولى ( ٢٠ - ٩ ) بالنسبة إلى  $x$  والثانية بالنسبة إلى  $t$  ، نجد

$$( ٢٠ - ١١ ) \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}$$

ويكون للمعادلتين ( ٢٠ - ١٠ ) و ( ٢٠ - ١١ ) الآن شكل المعادلة الموجية .  
لأمواج المستوية تلعب فيها  $H_z, E_y$  على الترتيب دور الإزاحة  $y$  في الحالتين . ولكل ،  
يتصح من المقارنة مع المعادلة الموجية أن

$$v = c$$

وهكذا نرى أن معادلتين من المعادلات الأربع في المعادلات ( ٢٠ - ٥ ) و ( ٢٠ - ٦ ) تتسآن بوجود موجة متجهها الكهربى ، مستقطب استقطاباً استوائياً فى المستوى xy ومصحوبة بموجة متجهها المغنطيسى مستقطب استقطاباً استوائياً فى المستوى xz . طبقاً لصورة المعادلة ( ١١ - ١ ) ، يجب أن تمثل معادلتنا المنحنيين بواسطة

$$E_y = f(x \pm ct) \quad H_z = f(x \pm ct) \quad ( ٢٠ - ١٣ )$$

ونعتمد الموحتان إحداهما على الأخرى ، بمعنى أنه لا يمكن لإحداهما أن توجد دون الأخرى . كلاهما موحات مستعرضة ، تنتشران فى الفراغ بسرعة c ، وهى لنسبة بين الوحدات الكهربائية ( الفقرة ٢٠ - ٢ ) .

إذا بدأنا بالمعادلتين الأخرتين فى المعادلات ( ٢٠ - ٥ ) و ( ٢٠ - ٦ ) فيمكننا الحصول على زوج آخر من الأمواج ، مستقطبة استقطاباً استوائياً متجهها الكهربى فى المستوى xz . لا يتوقف هذا الزوج إطلاقاً على الآخر ويمكن أن يوجد منفصلاً عن الزوج الآخر . خليط من هذين الزوجين يهتز فى اتجاهين متعامدين بدون علاقة طورية ثابتة بين  $E_z, E_y$  يمثل ضوء غير مستقطب .

## ٢٠ - ٥ التمثيل التصويرى لموجة كهرومغناطيسية

أبسط أنواع الموحة الكهرومغناطيسية هو الذى تكون فيه الدالة f فى المعادلة ( ٢٠ - ١٣ ) بمثابة جيب أو حيب تمام . وتكون هذه موجة مستوية أحادية اللون مستقطبة استقطاباً استوائياً . ويمكن كتابة المركبات الثلاث لكل من  $H, E$  لمثل هذه الموحة كما يلى

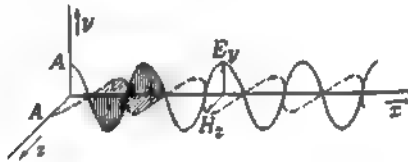
$$( ٢٠ - ١٤ ) \quad \begin{array}{lll} E_x = 0 & E_y = A \sin(\omega t - kx) & E_z = 0 \\ H_x = 0 & H_y = 0 & H_z = A \sin(\omega t - kx) \end{array}$$

وبالتعويض بمشتقات هذه الكميات فى المعادلات ( ٢٠ - ١ ) إلى ( ٢٠ - ٤ ) ، يمكن بسهولة إثبات أنها تمثل حلاً لمعادلات ماكسويل .

يوضح الشكل ٢٠ - ٢ رسماً بيانياً لقيم  $H_z, E_y$  على طول المحور x ، تبعاً للمعادلة ( ٢٠ - ١٤ ) . وفى مجموعة أمواج مستوية يكون لـ  $H_z, E_y$  عند قيمة معينة من

نفس القيمة على امتداد المستوى  $x = \text{ثابت}$  ، ولهذا يمثل هذا الشكل فقط الشروط  
قيمة معينة واحدة لـ  $z, y$  .

وثمة نقطتان مهمتان يمكن الإشارة إليهما في الشكل ٢٠ - ٥ الأولى ، يكون  
للمركبتين الكهربائية والمغناطيسية نفس الطور ، أى عندما تبلغ  $E_y$  نهايتها العظمى تبلغ  $H_z$   
نهايتها العظمى كذلك . وتتفق الاتجاهات المرتبطة بهذين المتجهين ، كما هو موضح  
بالشكل ، مع المعادلات ( ٢٠ - ١٤ ) . النقطة الثانية أن سعتي المتجهين الكهربى  
والمغناطيسى متساويتان . وأما متساويات عدديا في نظام الوحدات المستخدم هنا  
وبتضح هذا من أن  $A$  في المعادلات ( ٢٠ - ١٤ ) هي السعة لكل موجة .



شكل ٢٠ - ٢ : توزيع المتجهين الكهربى والمغناطيسى في موجة أحادية اللون مستطبة استقطابا استوائيا .

## ٢٠ - ٦ متجه الضوء في موجة كهرومغناطيسية

نشير الخاصة المزدوجة للموجة الكهرومغناطيسية تساؤلات عما إذا كان المتجه  
الكهربى أو المتجه المغناطيسى هو متجه الضوء . وقد يكون هذا التساؤل بلا معنى يذكر  
حيث يمكن افتراض أحدهما ليمثل الإزاحات التى استخدمناها فى الأبواب السابقة . ففى  
كل ظاهرة تداخل أو حيود سوف تؤثر الأمواج الكهربائية على بعضها البعض بنفس  
الكيفية كما فى الأمواج المغناطيسية ومع ذلك ، تلعب المركبة الكهربائية من وجهة نظر  
معينة الدور الرئيسى . وستتم البرهنة فى الفقرة ٢٥ - ١٢ أن المتجه الكهربى هو الذى  
يؤثر على اللوح الموتوغرافى ويسبب ظاهرة الفلورة . ومن المحتمل أيضاً أن يكون المتجه  
لكهربى هو الذى يؤثر على شبكية العين . وبهذا المعنى تكون الموجة الكهربائية هى الجزء  
الذى يشكّل الضوء ، وتكون الموجة المغناطيسية ، ولو أنها بلا ريب حقيقية ، أقل  
أهمية .

## ٢٠ - ٧ طاقة وشدة موجة كهرومغناطيسية

ثم في الفقرة ١١ - ٣ توضيح أن شدة الموجة الميكانيكية تتناسب طردياً مع مربع السعة .. وتوسع نفس النتيجة من الأمواج الكهرومغناطيسية . يمكن بيان أن المجال الكهرومغناطيسي في الفراغ له طاقة كثافتها تعطى بواسطة

$$( ٢٠ - ١٥ ) \quad \text{الطاقة لكل وحدة حجوم} = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = \frac{E^2}{4\pi}$$

حيث  $H, E$  القيم اللحظية للمحالات وهى هنا متساوية . يكون نصف الطاقة مصحوباً بالمتجه الكهربى ونصفها بالمتجه المغناطيسى . وتختلف مقادير هذه المتجهات من نقطة لنقطة أخرى في أى موجة ، لذلك ، فللحصول على الطاقة في أى حجم محدد ، يكون ضروريا إيجاد القيمة المتوسطة لـ  $E^2$  (أو  $H^2$ ) . ونجد للموجة المستوية التى تمثلها المعادلة ( ٢٠ - ١٤ ) أن  $E^2 = \frac{1}{2} A^2$  ويمثل المعامل  $\frac{1}{2}$  متوسط مربع جيب الزاوية من بدايتها إلى منتهائها . ومن ثم يكون للموجة الكهرومغناطيسية طاقة كثافتها  $A^2/8\pi$  حيث  $A$  سعة أى من المركبتين الكهربية أو المغناطيسية ..

ستكون شدة الموجة بمثابة حاصل ضرب العلاقة السابقة في السرعة  $c$  فقط ، إذ أن هذا يمثل حجم الموجة التى تفيض خلال وحدة المساحات في الثانية . ولهذا يكون لدينا

$$( ٢٠ - ١٦ ) \quad I = \frac{c}{8\pi} A^2$$

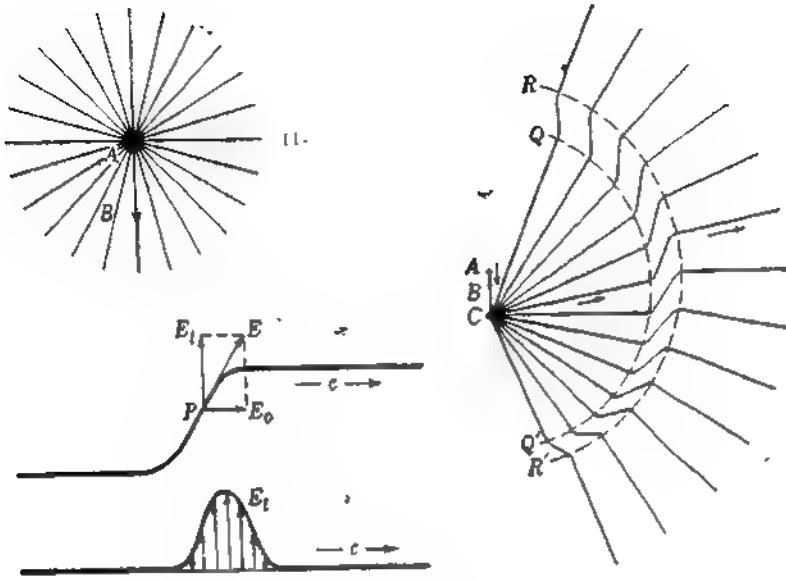
وينبغى أن يتنبه القارئ إلى أن العلاقات السابقة قابلة للتطبيق فقط على موجة تنتشر في الفراغ . وفي الوسط المادى ، لن تختلف السرعة فحسب بل إن مقادير  $H, E$  لن تظل متساوية كذلك . وعلاوة على عوامل التناسب ، تظل الشدة ، مع ذلك ، تعطى بواسطة مربع السعة لأى موجة ( الفقرة ٢٣ - ٩ ) .

## ٢٠ - ٨ الإشعاع من شحنة معجلة

ثمة طريقة ملائمة لتمثيل المجال الكهربى أو المغناطيسى تمثل في استخدام حصوص القوى . وهى مألوفة لكل من يدرس مبادئ الكهربية أو المغناطيسية . ويوضح كل حط من خطوط القوى إتجاه المجال عند كل نقطة على طول الخط ، إذ يدل على خط القوة عند أى نقطة على إتجاه القوة على شحنة صغيرة أو قطب موضح عند تلك النقطة . أى أن المماس يعطى إتجاه المجال الكهربى أو المغناطيسى عند تلك النقطة

ولنأخذ في الاعتبار شحنة كهربية موجبة صغيرة تكون ساكنة عند النقطة A [الشكل ٢٠ - ٣ (أ)] . وتكون خطوط القوة عبارة عن خطوط مستقيمة تنعرق من الشحنة في كل إتجاه وتوزع في الفضاء بانتظام . نفس الصورة يمكن الحصول عليها إذا كانت الشحنة متحركة في الإتجاه AB بسرعة ثابتة ، بفرض ألا تكون هذه السرعة كبيرة جداً . وفي هاتين الحالتين . الحشنة المستقرة والشحنة المتحركة بسرعة ثابتة لا يوجد إشعاع كهرومغناطيسى .

ولتوليد إشعاع كهرومغناطيسى ، لا بد من وجود شحنة معجلة . وثمة مثال بسيط لهذه الحالة موضح بالشكل ١٩ - ٣ (ب) . لتكن الشحنة معجلة في الإتجاه AC مبتدئة من السكون عند A . تتحرك الشحنة بمعجلة فقط حتى تصل إلى النقطة F ، وعند هذه النقطة تتحرك الشحنة بسرعة ثابتة . ويمكننا في هذه الحالة الحصول على بعض المعلومات عن شكل خطوط القوى المنبعثة من الشحنة في وقت لاحق . ولكن من التسهيل من A إلى B هو  $\Delta t$  ، وليكن زمن السرعة الثابتة من B إلى C هو  $t$  . وعندما تصل الشحنة إلى C ، بعد زمن  $t + \Delta t$  من بداية حركتها ، فإن أجزاء خطوط القوى الأصلية ، التى تقع خلف القوس  $RR'$  المرسوم حول A بنصف قطر يساوى  $c(t + \Delta t)$  ، لا يمكن أن تتوزع كيفما اتفق . ينتج هذا من الحقيقة القائلة بأن كهرومغناطيسى ينتشر بسرعة c . وعند النقطة C تكون السرعة ثابتة ، وتتكون القوى حتى القوس  $QQ'$  ، المرسوم حول B بنصف قطر  $ct$  ، مستقيمة ومتطابقة مع تلك للشحنة سرعة ثابتة خلال الزمن t . وبالتالي نرى أنه لكي تكون خطوط القوة مستقيمة يجب أن توصل في ما بين  $RR'$  و  $QQ'$  بكيفية ما كالوضحة في الشكل . يؤدي هذا إلى التواء ملحوظ في كل خط . ويتوقف شكل الالتواء على نوع العجلة الملوحة بين A ، أى إذا كانت عجلة منتظمة أو غير منتظمة .



شكل ٢٠ - ٣ : انبعاث نبضة كهرومغناطيسية من شحنة متحركة

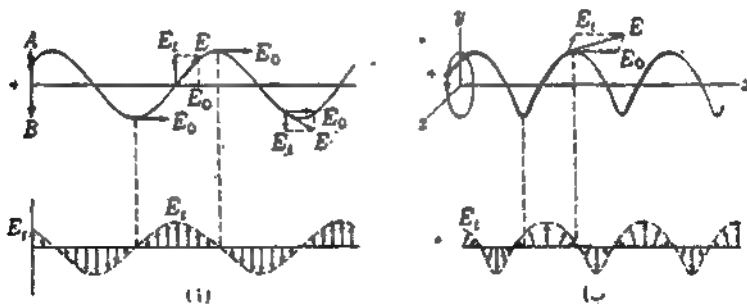
ما أهمية هذا الالتواء في خط القوة ؟ إذا اخترنا نقطة ما مثل  $p$  على الالتواء [ الشكل ٢٠ - ٣ (ج) ] ، فإن المتجه  $E$  المرسوم مماساً للحظ عند  $P$  يعطى الاتجاه الفعلي للمجال عند تلك النقطة . وهذا يمكن اعتباره كمحصلة للمجال  $E_0$  ، الذى ينشأ من الشحنة المستقرة ، ومجال مستعرض  $E_t$  . ويكون المتجه  $E_t$  هو الذى يمثل المتجه الكهربى للموجة الكهرومغناطيسية ، إستناداً لما جاء فى الفقرات السابقة . وإذا أحرينا هذا الرسم بالنسبة لمختلف النقط على امتداد الالتواء ، فإننا نحصل على التغيرات الموضحة فى الشكل ٢٠ - ٣ (د) وهو لا يمثل بأى حال موجة دورية ولكنه بمثابة نبضة فقط . وسوف توجد نبضة مماثلة للمتجه المغناطيسى الممودى على  $E_t$  .

وثمة مظاهر عديدة هامة تتعلق بنشأة الاشعاع الكهرومغناطيسى معروضة فى هذا المثال أعظمها أهمية الحقيقة القائلة بأن  $E_t$  يوجد فقط عندما تعجل الشحنة . فلا يشع اشعاعاً إذا لم توجد عجلة للشحنة ، وبالعكس ، فإن أى شحنة متحركة ستشع دائماً إلى حد كبير أو قليل . وبين المثال أيضاً كيف يكون للمتجه الكهربى للاشعاع مستعرضاً بالنسبة لاتجاه الانتشار . مقدار المتجه  $E_t$  ، الذى تم الحصول عليه من الرسم فى الشكل

٢٠ - ٣ (د) ، وبعبارة أخرى سعة الموجة تتوقف بوضوح على درجة انحدار الالتواء ، ويتعين هذا بالمعجلة التي تتحرك بها الشحنة من A إلى B . ويمكن نظرياً بيد أن معدل لطاقة المشعة من شحنة معجلة يتناسب طردياً مع مربع المعجلة . ونجد في النهاية أيضاً ، أن سعة الأشعاع تختلف باختلاف الزاوية بكيفية معينة بحيث تكون نهاية عطسى في الانثناءات العمودية على الخط AC وتنخفض إلى الصفر على الجانبين على امتداد AC . ويمكن بسهولة بيان أن السعة تتناسب طردياً مع جيب الزاوية المحصورة بين AC والاتجاه المأخوذ في الاعتبار .

## ٢٠ - ٩ الإشعاع من شحنة في حركة دورية

إذا كانت الشحنة في الشكل ٢٠ - ٣ ، بدلاً من خضوعها لمعجلة مفردة ، نخضع لحركة دورية ، فإن الإشعاع سيكون على شكل أمواج مستمرة بدلاً من نبضة مفردة . فأى حركة دورية لها معجلة ، لذلك ستحمل الشحنة تصدر إشعاعاً . سنأخذ هنا في الاعتبار حالتين من الحالات الخاصة البسيطة ، إحداها لحركة دورية خطية بسيطة والأخرى لحركة دائرية منتظمة . إذا كانت الشحنة الموجبة الموضحة في الشكل ٢٠ - ٤ (أ) تتحرك حركة توافقية بسيطة بين النقطتين B, A ، فإن أى خط من خطوط القوة سيتخذ شكل منحنى جيبي . ليكن المنحنى العلوى من الشكل ٢٠ - ٤ (أ) ممثلاً لأحد هذه الخطوط وليكن الخط العمودى على AB . في اللحظة الموضحة بالرسم يكون للقوة الدافعة الكهربائية E عند النقط المختلفة على الخط اتجاه المماس له عند هذه النقط . وتحليلها إلى مجال غير مضطرب  $E_0$  ومركبة مستعرضة  $E_1$  نجد أن القيم المختلفة من  $E_2$



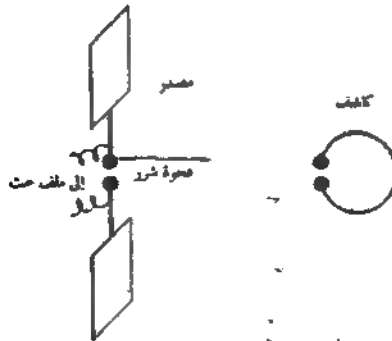
شكل ٢٠ - ٤ : انبعاث أمواج كهرومغناطيسية من شحنة في حركة دورية .

يمثلها المحسى السفلى . ويأخذ هذا أيضاً شكل منحنى جيبي يمثل التغير في المتجه الكهربى على طول الموجة المنبعثة . وهذه هى الموجة المستقطبة استقطاباً استوائياً .

في الجزء (ب) من الشكل ، تدور الشحنة الموجبة حول دائرة في عكس اتجاه حركة عقارب الساعة في المستوى  $yz$  المين بالشكل . يعطى نفس الشكل أيضاً قيم  $E_y$  التى تكون ثابته في المقدار لكنها متغيرة في الاتجاه على طول الموجة . إذ تقع رؤوس الأسهم على حلزون مماثل لذلك في حالة خط القوة لكنه مزاح على خط الانتشار بمقدار ربع طول موجى ، خط الانتشار هنا هو المحور  $x$  . ويكون الشكل الحلزونى للمتجهات ممزاجاً للموجة المستقطبة استقطاباً دائرياً . ونجد من المفيد هنا الإشارة إلى أنه باختبار الإشعاع على امتداد المحاور  $y$  أو  $z$  يتبين أنه مستقطب استقطاباً استوائياً في المستوى  $yz$  . وثمة مشاهدات فعلية لطائفتين الحاليتين تكون ممكنة في تأثير ريمان ( الفقرة ٣٢ - ١ ) .

## ٢٠ - ١٠ برهان هرتز على وجود الأمواج الكهرومغناطيسية

رأينا أنه بالبدء بمجموعة معادلات نصف الظواهر الكهرومغناطيسية تمكن ماكسويل من التنبؤ بوجود الأمواج الكهرومغناطيسية كما تمكن من تقديم عرض محدد عن نشأة خواص هذه الأمواج . ومن ثم تمكن من القول بأنها تتولد بواسطة أى شحنة متحركة ، وأنها أمواج مستعرضة ، وأنها تنتشر في الفضاء بالسرعة  $c$  . هذه الأمواج التى تنبأ بها ماكسويل تمكن هرتز من توليدها والكشف عن وجودها تجريبياً . بدأ هرتز عام ١٨٨٧ م سلسلة من التجارب التى تشكل أول التجارب الهامة في مجال أمواج الراديو ،



شكل ٢٠ - ٥ . مصدر الأمواج الكهرومغناطيسية والكاشف لما اللذان استخدمهما هرتز .

أى الأمواج الكهرومغناطيسية طويلة الطول الموجى . والملاح الرئيسة لطريقة هرتز موصحة في الشكل ٢٠ - ٥ . يتصل لوحان مستويان من النحاس الأصفر بفجوة شرر ويدفع الشرر إلى الانتقال عبر الفجوة بشحن اللوحين إلى جهد عال بواسطة منف حث . ويكون التمرير الكهربى للوحين على هيئة شرر تدبذبا كما هو معروف ففى كل مرة يصل فرق الجهد بين طرفي الفجوة حداً يصبح عنده الهواء موصلًا ، تمر شرارة . يمثل هذا تدفقاً مفاجئاً للإلكترونات عبر الفجوة ، وتتغير إشارتا الشحنتين على اللوحين . ونظراً لأن الهواء مازال موصلًا ، فإن هذا يسمح بتدفق للالكترونات في الاتجاه المعاكس ، يليه تغير في الإشارة . وتتكرر العملية حتى تستنفذ الطاقة على هيئة حرارة بواسطة مقاومة الهواء . ويتوقف تردد هذه الذبذبات على الحث والسعة للدائرة . وهذه صغيرة جداً في مولد هرتز للذبذبات ويكون التردد المناظر عالياً . ويصل في بعض تجاربه إلى ١٠ هرتز . ولهذا يكون لدينا شحنة كهربية تخضع لتعجيل سريع جداً ، وينبغى أن تبعث أمواج كهرومغناطيسية .

ووجود الأمواج الكهرومغناطيسية في تجربة هرتز يتم الكشف عنه على مسافة مناسبة بواسطة دائرة زسية عبارة عن سلك دائرى به فجوة شرر حقيقة جداً ذات طول محدد . يولد المجال المغناطيسى المتغير في السلك الدائرى قوة دافعة كهربية محثّة ، وتكون أبعاد السلك الدائرى بحيث تجعل تردده الطبيعى مائلاً لتردد المصدر . ولهذا تأخذ الذبذبات المحثّة سبيلها نحو الذروة بواسطة الرنين في الكاشف حتى تصبح كافية لمرور الشرر عبر الفجوة .

ومن الأمور البسيطة بيان أن الأمواج تكون مستقطبة استقطاباً استوائياً وفيها يكون المتجه E في الاتجاه H,y في الاتجاه z . وإذا أديرنا الحلقة بمقدار ٩٠° لتصبح في المستوى xz يتوقف الشرر . ولقد أجرى هرتز تجارب أخرى على هذه الأمواج ، مينا بين أشياء أخرى أن الأمواج قابلة للانعكاس والتركيز في بؤرة بواسطة العواكس المعدنية المنحنية وأنها قابلة للانكسار عند مرورها خلال منشور من القار زاوية رأسه ٣٠° . ولذلك فهي من هذه النواحي يكون لها نفس سلوك أمواج الضوء .

## ٢٠ - ١١ مقدار سرعة الأمواج الكهرومغناطيسية في الفضاء

لعل أفضل برهان لحقيقة أمواج هرتز الكهرومغناطيسية يكون في إثبات أن مقدار سرعتها هو نفس ما تتنبأ به المعادلة النظرية ( ٢٠ - ٩ ) . ولا تقاس السرعة بطريقة

مباشرة وإنما بطريقة غير مباشرة يقياس فيها الطول الموجي . وعندئذ يمكن معرفة تردد الذبذبات يمكن إيجاد السرعة من العلاقة . و لقياس الطول الموجي ، يتم إحداث أمواج موقوفة بتداخل أمواج ساقطة مع أخرى منعكسة عن عاكس معدني مستو . ويتم تحديد مواضع العقد بواسطة الكاشف حيث يتوقف الشرر عند هذه المواضع . مع تردد يساوي  $5,5 \times 10^8$  هرتز ، وجد أن تساوي  $5,4$  مترا ، وهذا يجعل أقرب ما نكون إلى  $3 \times 10^8$  م/ث . ولا يتم التعيين بدقة كافية لأن الذبذبات شديدة التخميد ، فعقب كل شرارة لا يوجد سوى ثلاث أو أربع ذبذبات ، لذلك لا يمكن تعيين الطول الموجي بدقة . وفي عمل متأخر قام به ميسيه على أمواج غير مخمدة متولدة بواسطة صمام مولد للذبذبات كانت النتيجة  $2,9978 \times 10^8$  م/ث . ولقد رأينا من قبل ، في الفقرة ١٩ - ٦ ، كيف أدت الزيادة في درجة الدقة باستخدام التحويل الرنيني رقماً عشرياً إضافياً إلى سرعة الضوء .

وتنعا للمعادلة ( ٢٠ - ٩ ) ، يجب أن يكون مقدار السرعة هذا مساوياً c ، النسبة بين الوحدات الكهرومغناطيسية والوحدات الكهروستاتيكية لشدة التيار . هذه النسبة ، كما سبقت الإشارة ( الفقرة ١٩ - ٧ ) ، تم قياسها بدقة بطرق مختلفة ، أحدث قيمة لها هي  $2,99781 \times 10^8$  م/ث . وهذه هي القيمة المقاسة بالضبط لمقدار سرعة الأمواج لكهرومغناطيسية كما تتفق تماماً مع القياسات الأخيرة لمقدار سرعة الضوء بواسطة ميكلسون وآخرين ( انظر الجدول ١٩ - ١ ) . ويكون ضروريا إدخال تعديلات طفيفة على المعادلات ( الباب ٢٣ ) بالنسبة للهواء أو الغازات الأخرى تحت الضغط الجوي ، لكن مقدار السرعة المتوقع يختلف قليلا فقط عن مثيله في الفراغ .

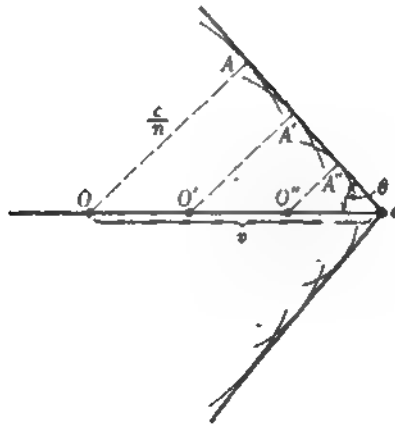
ولهذا نجد أنفسنا مضطرين إلى استنتاج أن الضوء يتكون من أمواج كهرومغناطيسية أطوالها الموجية قصيرة جدا . وبجانب الدليل المستمد من الانسقاطات ، الذي يبرهن على أن أمواج الضوء أمواج مستعرضة ، يوجد أكثر من دليل آخر لهذا التماثل . فنراة الأطياف تبين أن الذرات تحتوي على الكترونات وبفرض تعجيل هذه الالكترونات عندما تتحرك في مداراتها حول النواة يمكن للمرء أن يفسر انسقاطات وشدة خطوط الطيف . أكثر من هذا ، كما هو موضح في الشكل ١١ - ١٤ فإن أمواج الراديو ، التي تكون بوصوح ذات خواص كهرومغناطيسية ، تلي مباشرة منطقة الأمواج تحت الحمراء لهذا ، فتفسير أمواج الضوء كظاهرة كهرومغناطيسية ، التي كانت في يد ماكسويل مجرد نظرية رائعة ، أصبح حقيقة ، وأصبحنا نتقبل السلوك الكهرومغناطيسي للضوء كحقيقة مؤكدة . وعدد معالجتنا لتفاعل الضوء مع المادة سنستخدم لذلك الحقيقة القائلة بأن

«صوء يتكون من ذبذبات لمجال كهربي عمودية على إتجاه انتشار الأمواج ، مضغوطة بدلائل المجال المغناطيسي ، الذي يكون عموديا أيضاً على هذا الاتجاه وعلى إتجاه المجال الكهربي .

## ٢٠ - ١٢ إشعاع شيرينكوف

نمت الإشارة في الفقرة ٢٠ - ٨ إلى أن شحنة كهربية تتحرك بسرعة ثابتة لا تنع طاقة ، لكنها فقط تحمل مجالها الكهرومغناطيسي معها . ويكون هذا صحيحاً طالما أن الشحنة تنقل في الفراغ . ومن ناحية أخرى ، إذا تحركت خلال وسط مادي ، على سبيل المثال ، عندما يدخل الإلكترون أو بروتون عالي السرعة إلى الزجاج ، يمكن له أن يشع كمية صغيرة من الطاقة حتى لو كانت سرعته ثابتة . الشرط المطلوب هو أن تكون سرعة الجسم المشحون أكبر من سرعة موجة الضوء  $c/n$  في الوسط . وعندئذ تنبعث موجة دفعية شبيهة بموجة الصدمة المتولدة بواسطة مقذوف يتحرك بسرعة أكبر من سرعة الصوت . ويكون لها نفس خواص الموجة المتولدة عند مقدمة القارب ، التي تكون عندما يتحرك القارب أسرع من أمواج الماء .

وتعد نشأة هذه الموجة أفضل مثال توضيحي لتطبيق مبدأ هيجنز ( الفقرة ١٨ - ١ ) . وفي الشكل ٢٠ - ٦ ، ليكن  $e$  بمثابة إلكترون يتحرك خلال زجاج معامل



شكل ٢٠ - ٦ : مقطع عرضي لموجة مخروطية ناتجة في إشعاع شيرينكوف .

الكسار  $1,5^\circ$  بسرعة تساوى  $\frac{9}{1}$  سرعة الضوء . ( للحصول على مثل هذا الالكترون لابد للمرء أن يتولى تعجيله تحت فرق في الجهد يصل إلى حوالى ٦٦١ كيلو فولت ) . الاصطرابات الناتجة عندما يشغل الالكترون على التوالى المواضع  $O, O', O''$  ممتدة بالمويجات الثانوية التى تكون لها أنصاف الأقطار  $OA, O'A', O''A''$  التى تناسب طردياً مع الرمس المقتضى وسرعتها  $c/n$  . ويكون صدر الموجة الناتجة هو المماس المعتاد لها ويتخذ شكل مخروط نصف زاويته  $\theta$  . وحيث أن  $OA$  عمودى على صدر الموجة ، يمكن من الشكل تبين أن  $\theta$  تعطى بواسطة .

$$\sin \theta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta} \quad ( ٢٠ - ١٧ )$$

حيث  $v$  سرعة الجسم المشحون و  $\beta = v/c$  إذا كانت  $\beta = 0.9$  كما فى مثالنا ، تكون  $\theta$  حوالى  $54^\circ$  . يقع الجزء الجوهرى من الإشعاع فى منطقة الضوء المرئى ويمكن الكشف عنه بالعين أو باللوح الفوتوغرافى . وبسبب التفريق اللونى ، تغير  $n$  مع اللون ، لا تكون المعادلة ( ٢٠ - ١٧ ) مضبوطة تماماً . فضلاً عن هذا ، عندما تصبح  $n$  أكبر ( الضوء الأزرق ) ، يصبح المخروط أضيق ، وتكون الحافة الخارجية لمروحة أشعة الضوء المخروطية زرقاء فى حين تكون الحافة الداخلية حمراء .

ولقد أصبح مألوفاً الآن مشاهدة هذا النوع من الإشعاع مع استخدام جسيمات عالية السرعة فى الفيزياء النووية . ويمكن تعيين سرعات الجسيمات وطاقتها بقياس زاوية المخروط . ويمكن تسجيل الضوء الناتج من مرور جسيم منفرد كعد بواسطة أنبوبة مضخم الشدة الصوتية . وهذا هو أساس عمل عداد شير يكوف المستخدم بواسطة علماء الفيزياء النووية .

\* للمعادلات المصوّطة أو التامة إرجع إلى

## مسائل

- ٢٠ - ١ الأمواج المنبثة من راديو وترددها ٣٢,٥٦ ميگاهرتز تسقط عمودياً على سطح مستوى لشرعة معدنية . الحزم المنعكسة والساوقة تكون أمواجاً مستقرة ( موفرة ) بقياسها وجد أن العقد فيها تفصلها مسافات تساوى ٤٦٠,٣ سم . بإهمال معامل انكسار الهواء ، ماذا يعطى هذا بالنسبة لمقدار سرعة الأمواج .  
الإجابة : ٢٩٩٧٤٧ كم/ث

- ٢٠ - ٢ بين أن معادلات ماكسويل يحققها الحل

$$\begin{array}{lll} E_x = A \sin(\omega t + ky) & E_y = 0 & E_z = 0 \\ H_x = 0 & H_y = 0 & H_z = A \sin(\omega t + ky) \end{array}$$

- ( أ ) في أى مستوى تكون الموجة مستقطبة و (ب) في أى اتجاه تنتشر ؟  
(ج) اكتب المعادلات .

- ٢٠ - ٣ عدل المعادلات ( ٢٠ - ١٤ ) بحيث تمثل (أ) موجة مستقطبة استوائياً على أن تكون اهتزازات E في المستوى xy لكنها تصنع زاوية ٣٠° مع المحور x ، (ب) موجة تكون اهتزازاتها قطعاً ناقصاً في المستوى xy ( ضوء مستقطب استقطاباً اهليلجياً ) .

- ٢٠ - ٤ بدءاً من المعادلات الآتية (أ) ضع قائمة لجميع المشتقات الجزئية الناتجة في المعادلات ٢٠ - ١ إلى ٢٠ - ٤ .

$$\begin{array}{ll} E_x = A \sin(\omega t - ky) & H_x = 0 \\ E_y = 0 & H_y = 0 \\ E_z = 0 & H_z = A \sin(\omega t - ky) \end{array}$$

- (ب) بين بالتعويض المباشر أن هذه المشتقات تحقق

$$\begin{array}{ll} \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{c} \omega A \cos(\omega t - ky) & \frac{\partial E_x}{\partial y} = -k A \cos(\omega t - ky) \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{c} \omega A \cos(\omega t - ky) & \frac{\partial H_z}{\partial y} = -k A \cos(\omega t - ky) \end{array}$$

- ٢٠ - ٥ (أ) برهن على أن جزء خط القوة بين R, Q في الشكل ٢٠ - ٣ (ب) يكون خطأً مستقيماً عندما تكون عجلة الشحنة ثابتة . (ب) بين مستخدماً ميل هذا الجزء أن

النسبة  $E_0/E_c$  تتضاءل مثل  $1/r$  ولذلك سنسود المركبة المستعرجة عند أي مسافة مناسبة .

ملاحظة : تذكر أن  $E_0$  تعطى بواسطة قانون كولوم .

٢٠ - ٦ القوة الكلية  $F$  المؤثرة على شحنة  $e$  تتحرك في مجالات كهربية ومغناطيسية في الفراغ تعطى بواسطة

$$F = eE + \frac{evH}{c}$$

هنا تم افتراض أن السرعة عمودية على المجال  $H$  أوجد النسبة بين القوة الكهربية وبين القوة المغناطيسية المؤثرتين على الكترون في المدار الأول ليوهر للذرة الهيدروجين بفعل ضوء الشمس وفيه  $H = E = 0.0242$  ( وحدات جاوس ) احسب سعة شدة المجال الكهربي لحزمة من ضوء الشمس ، التي تكون شدتها ١,٢٠ كيلو واحد لكل متر مربع .

٢٠ - ٨ (أ) بين أن سعة الموجة الكهرومغناطيسية من شحنة معجلة تختلف باختلاف حيث الزاوية بين اتجاه الملاحظة واتجاه التمعيل . (ب) ارسم شكلا يبينان قويا لشدة الاشعاع ضد الزاوية .

٢٠ - ٩ بين أن النسبة بين شحنة مقاسة بالوحدات الكهروستاتيكية إلى نفس الشحنة مقاسة بالوحدات الكهرومغناطيسية لها أبعاد السرعة . ملاحظة : أبدأ بقانون كولوم في كل حالة .

٢٠ - ١٠ نص نظرية بوينتيج على أن سريان الطاقة في موجة كهرومغناطيسية بتعين من :

$$S = \frac{c}{4\pi} (E \times H)$$

$S$  هي متعة بوينتيج ، والتعبير بين القوسين يمثل حاصل الضرب الاتجاهي . بين أن استنتاجات القفرات ٢٠ - ٢٥ ، ٢٠ - ٧ بالنظر إلى اتجاه ومقدار السريان بالنسبة إلى اتجاهات ومقادير  $H, E$  تكون متفقة مع نظرية بوينتيج .

٢٠ - ١١ بفرض علاقة اينشتين بين الكتلة والطاقة وتأخذ الكتلة مكافئة لموجة كهرومغناطيسية تتحرك بسرعة  $c$  ، استنتج علاقة للضغط الذي يؤثر به الاشعاع على سطح ماص مثال بتأثير كمية تحركه .

$$p = I/c = A^2/8\pi \quad \text{الإجابة :}$$

٢٠ - ١٢ حزمة من البروتونات طاقتها ٥٦٠ ميغا الكترون فولت تمر خلال شريحة من زجاج صخري ، معامل انكساره  $n = 1.750$  (أ) أوجد الزاوية بين إشعاع شرينكوف واتجاه حزمة البروتونات داخل الزجاج . (ب) ماذا تكون عليه قيمة  $\beta$  لهذه البروتونات .

# الفصل الحادى والعشرون

## مصادر الضوء وأطيافها

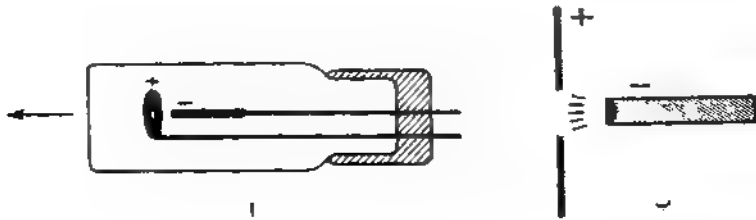
نظراً لأن الضوء إشعاع كهرومغناطيسى ، فإننا نستوقع أن يكون انبعاث الضوء من أى مصدر نتيجة لتعجيل الشحنات الكهربية . ومن المؤكد الآن أن الشحنات الكهربية المسئولة عن انبعاث الضوء المرئى وفوق البنفسجى هى الإلكترونات السالبة فى الجزء الخارجى من الذرة . وبافتراض أن الحركة الاهتزازية أو المدارية لهذه الإلكترونات تسبب الاشعاع ، يمكن تفسير خصائص المصادر الضوئية المختلفة . وينبغى التأكيد ، مع ذلك ، على أنه لا يجب التوسع فى تطبيق هذا المفهوم . إذ يفشل فى تفسير الأطياف فى نواح متعددة . وتتضمن هذا كلها الطبيعة المتفرقة أو الجسيمية للضوء التى ستناقش فيما بعد ( الباب ٢٩ ) . أما الآن فسنؤكد فقط على تلك المظاهر التى يمكن تفسيرها بافتراض أن الضوء يتكون من أمواج كهرومغناطيسية .

### ٢٩ - ١ تقسيم المصادر

يمكن تقسيم مصادر الضوء المهمة فى تجارب البصريات ودراسة الأطياف إلى قسمين رئيسيين : (١) مستادر-حرارية-وفىها يكون الاشعاع نتيجة درجة الحرارة المرتفعة ، و (٢) مصادر تعتمد على التفريغ الكهربى خلال الغازات . وتكون الشمس ، ودرجة حرارة سطحها من ٥٠٠٠ إلى ٥٦٠٠٠ م ، أحد أمثلة القسم الأول الهامة ، لكن ينبغى أن ندرج هنا أيضاً مصادر هامة كمصابيح خيلة التنجستون ، الأقواس الكهربية المختلفة تحت الضغط الجوى واللهب . ويأتى تحت القسم الثانى شرر الجهد العالى ، توهج أنابيب التفريغ تحت ضغط منخفض وبعض الأقواس المعينة ذات الضغط المنخفض مثل القوس الزئبقى . والاختلاف بين النوعين ليس حاداً ، وهذا يتيح لنا الانتقال من قسم لآخر ، بسحب الهواء حول القوس الكهربى مثلاً .

## ٢١ - ٢ الجوامد عند درجة الحرارة المرتفعة

تستخدم معظم المصادر العملية المستخدمة في إصابة الاشعاع المسعت من حامد ساحر . ففي مصباح التنجستون ، تسخن الفتيلة إلى حوالي  $2100^{\circ}\text{C}$  باستبعاد الطاقة الكهربائية في مقاومتها . ويمكن تشغيل الفتيلة في درجة حرارة أعلى حتى  $2300^{\circ}\text{C}$  لكنها ستحمل فقط فترة قصيرة نظراً للتبخير السريع للتنجستون . وفي القوس الكربوني في الهواء ، تكون درجة حرارة القطب الموجب حوالي  $4000^{\circ}\text{C}$  ودرجة حرارة القطب السالب ،  $3000^{\circ}\text{C}$  . يتبخر القطب الموجب ويستمر في الاشتعال بسرعة إلى حد ما ، ولكنه يعد المصدر الحرارى الأكثر توجهاً للنجاح في العمل . ينتج التسخين أساساً من تصادم القطب الموجب مع الإلكترونات المتترعة من المنطقة العازية للقوس . ويمكن الحصول على ضوء ضعيف نسبياً من الغاز نفسه . وثمة طرار مشوق للقوس ، يكون مفيداً عندما يراد مصدر ضوئى صغير جداً ، يسمى مصباح القوس المركز . ومبين الشكل ٢١ - ١ (أ) شكل توضيحي مبسط لمثل هذه الوسيلة . يتكون المهبط من أنبوبة معدنية صغيرة مغلقة بأكسيد الزركونيوم ، ويتركب المصدر من لوح معدنى يحتوى على فتحة أكبر قليلاً من طرف المهبط . والأجزاء المعدنية المستخدمة قد تكون من التنجستون أو التانتالوم أو المولبدنوم نظراً لارتفاع درجات انصهارها . وهذه مثبتة بإحكام في متنفخ زجاجى مملوء بغاز خامل كالارجون تحت ضغط يساوى تقريباً واحد ضغط جوى . ويمتد القوس بين سطح طبقة أكسيد الزركونيوم والمصدر المحيط ، كما هو موضح في الجزء (ب) من الشكل . يسخن طرف المهبط إلى  $2700^{\circ}\text{C}$  أو أكثر بالتصادم الأيونى ، مما يسبب توجعه إلى مثيله في حالة القوس الكربونى . يشاهد الضوء خلال الفتحة الموجودة في المصدر ، في الاتجاه الموضح بالسهم في الشكل ١٩ - ١ (أ) . يمكن لمصابيح هذا الطراز أن تصنع بحيث تكون أبعاد المصدر صغيرة كأن يكون قطره  $0.07$  سم . وثمة طريقة رخيصة للحصول على مصدر أبعاده صغيرة



شكل ٢١ - ١ : القوس المركز ، أقرب ما يكون إلى المصدر النقطى .

باستخدام مصباح تجستون فليلته لولب صغير (مصباح في مقدم السيارة) ، يعمل تحت جهد أكبر قليلاً من القيمة المعتادة . ومع ذلك ، لا يكون لهذا المصدر صغر ولا توهج المصباح ذى القوس المركز . وستعرض لمصادر أخرى للأطياف المستمرة في الفقرة ٢١ - ٩ .

## ٢١ - ٣ الأقواس المعدنية\*

عندما يتلامس قضبان معدنيان متصلان بمصدر تيار مستمر ، يتولد قوس ساطع بينهما عندما يسحب أحدهما بعيداً عن الآخر . وينبغي أن توصل على التوالي مع لدائرة مقاومة تحمّل تياراً كبيراً وتضبط بحيث يمر في القوس تيار مستمر يتراوح من ٣ إلى ٥ أمبير . ونسب التيارات الأعلى من هذا زيادة تسخين المهابط وانصهارها . ويعمل الحث الذاتي الكبير في الدائرة على تنظيم ثبوت القوس ، ويكون الجهد ٢٢٠ أفضل من ١١٠ في هذه الناحية . والقضبان مثبتان رأسياً ، على خط واحد بالنسبة لبعضهما البعض ، بواسطة مقاطع مزودة بمسامير محواة لتغيير المسافة الفاصلة بين القطبين . وفي قوس الحديد ، يكون القطب الموجب هو القطب السفلي ، إذ سرعان ما يتكون فيه تجويف صغير تتجمع فيه قطيرة من أكسيد الحديد المنصهر ، تساعد على استمرار القوس . وبأنى الإشعاع في معظمه من قوس الحديد ، أو النحاس أو الألومنيوم من الغاز الذى يعبر القوس ، هذا الغاز يتكون تماماً في معظمه من بخار المعدن . ويكون هذا الغاز كما سبق بيانه في درجة حرارة تتراوح من ٤٠٠٠ إلى ٥٧٠٠٠ م ، وقد يصل في بعض حالات التيارات العالية إلى ١٢٠٠٠ م . ويمكن الحصول على مكافئ للقوس المعدنى باستخدام قوس الكربون وفيه تنقب فجوة محورية في القطب الموجب وتعباً بملح المعدن ، مثل فلوريد الكالسيوم . ويكون من المرغوب فيه أحياناً تشغيل قوس معدنى في جو آخر غير الهواء بوضعة في غرفة محكمة . ويمكن تشغيل القوس تحت ضغط منخفض وإن كانت هذه الطريقة صعبة .

ومع المعادن ذات درجات الانصهار المنخفض ، يمكن وضع القوس باستمرار في غلاف زجاجى . ومن هذا الطراز قوس الزئبق وقوس الصوديوم ، وكلاهما شائع الاستعمال في معامل البصريّات . في الشكل القديم لقوس الزئبق ، يوضع الزئبق بإحكام

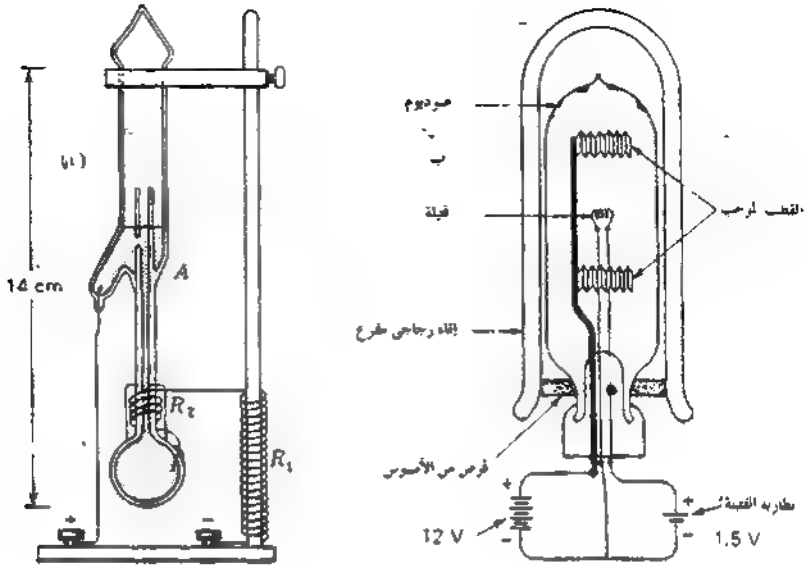
\* هذه عبارة عن مصادر أخرى تستخدم في دراسة الأطياف كما ورد وصفها في

G. R. Harrison, R. C. Lora, and J. R. Loofbourow, "Practical Spectroscopy," chap. 6, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J., 1948.

في بناء رجاحي مفرغ تفريعاً جيداً له شكل يجعل الزئبق يتجمع في موضعين مفضلين . وهذا يتيح إتصلاً كهربياً بسلكتين مثبتتين في الزجاج . ولتشغيل القوس ، يمال حتى يصل محيط من الزئبق بين الموضعين للحظة ثم ينقطع . وعندما يسحب القوس ، يرداد ضغط بحر الزئبق ، ومالم يكن متاحاً حيز كبير للتبريد ، فإن القوس سوف يعطل ويحث داني كاف في الدائرة ، يمكن تشغيل القوس عند درجة حرارة مرتفعة وضغط عال نسبياً ، ليكون بمثابة مصدر بالغ الشدة . ولهذا الغرض ، يصنع الوعاء من الكوارتز ليتحمل درجة الحرارة المرتفعة . ويتميز الكوارتز بأنه ينفذ الضوء فوق سمسمي ، (الفقرة ٢٢ - ٣) ، وتستخدم أقواس الكوارتز بكثرة في الدراسات الطيفية وفي الأغراض العلاجية . ولابد من الحرص الشديد عند استخدامها إذ لا ينبغي في النظر إلى القوس مدة طويلة مالم تستخدم نظارات زجاجية ، إذ قد تسبب التهابات مؤلمة في العين . والتعرض للأقواس المعدنية يود حقيقة إلى نفس النتيجة السابقة .

ويمكن ، كما هو مبين بالشكل ٢١ - ٢ (أ) ، تهيئة القوس الزئبقي ليعمل ذاتياً . ويوفر النموذج الموضح بالرسم مصدر ضوء زئبق رأسي شديد ودقيق مناسب لإضاءة شق ضيق . يتركب القوس من أنبوبة شعرية قطرها الداخلي ٢ مم ويبدأ تشغيله بعد حوالي دقيقة من توصيله بمصدر موحد الاتجاه جهده ١١٠ فولتاً . وقبل هذا الزمن ، يكون التيار محدوداً بحوالي ١,٥ أمبير بواسطة المقاومات  $R_1, R_2$  وهما ٨٠ أوما و ٧ أوما على الترتيب . المقاومة  $R_2$  ملفوفة حول الجزء السفلي من الأنبوبة الشعرية وهي مغطاة بمادة لاصقة وتعمل على تسخين الزئبق إلى تلك النقطة التي تتكون فيها فقاعة من البخار وينقطع محيط الزئبق . ويولد القوس الناتج ضغطاً كافياً لدفع الزئبق فوقه إلى النقطة A . ويمتد القوس عندئذ داخل الأنبوبة الشعرية من A إلى  $R_2$  . وتنخفض الآن شدة التيار إلى ١ أمبير بسبب المقاومة الإضافية للقوس نفسه .

قوس الصوديوم [ الشكل ٢١ - ٢ (ب) ] يوجد دائماً داخل غلاف حذرانه مزدوجة من نوع خاص من الزجاج مقاوم للأسوداد بفعل بخار الصوديوم الساحن . يحتوي الغلاف الداخلي على الأرجون أو الليون تحت ضغط منخفض كما يحتوي على كمية ضئيلة من عنصر الصوديوم . يبدأ التفريغ الكهربى خلال الغاز الخامل بواسطة الالكترونات المنبعثة من الفتيلة F التي يغذيها جهد صغير موجب يعمل على المصعد . ونظراً لأن الخير بين الجدار المزدوج مفرغ تفريعاً جيداً لمنع الفقد الحرارى ، فإن درجة الحرارة الداخلية ترتفع بسرعة إلى النقطة التي يتصهر عندها الصوديوم ويتبخر في القوس . عندئذ ينفث ضوء الغاز الخامل ويحل محله الاشعاع الذي ينبعث بسهولة أكثر من درات الصوديوم



شكل ٢١ - ٢ : (أ) قوس صغير يعمل ذاتيا (ب) قوس الصوديوم .

المتأينة . ويقع هذا كله في الخط الثانى الأصفر ل ضوء الصوديوم ، بحيث يؤدى القوس أساس إلى ضوء أحادى اللون بدون استخدام مرشحات ضوئية . وثنائية الخط تكون ضيقة إلى الحد ( الفرق ٥,٩٧ أنجستروم ) الذى يمكن معه اعتباره بخطاً واحداً طول له الموجى ٥٨٩٢ أنجستروم عند دراسة الأطياف فى حالة التفريق اللونى الضعيف وفى قياسات التداخل حيث يوجد فرق صغير فى المسير .

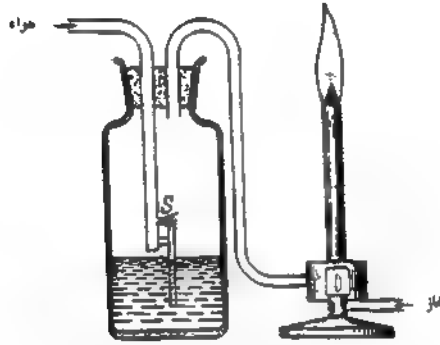
ومع أنها مصادر كافية للاستخدام مع مطياف محزوز ومطياف مشور صغيرين فلا هذا ولأدك من الأقواس الموضحة أعلاه يصلح للحصول على أطياف خطية دقيقة أو حادة بدرجة كافية للدراسة فى حالة توفر قوة تحليل لوني عالية جدا . فالضغط المرتفع نسبيا وكذا درجة الحرارة وكثافة التيار تجعل الخطوط عريضة . وتكمن أبسط الطرق للحصول على خطوط أكثر دقة أو أكثر حدة فى استخدام التفريغ الكهربي خلال غاز خامل مشوب بكمية ضئيلة من بخار المعدن مع عدم زيادة شدة التيار عن عدة ملي أمبيرات . ويكون التفريغ إما عن طريق قوس منخفض الجهد من النوع الموضح أعلاه وما عن طريق التفريغ المتوهج فى أنبوبة تفريغ ( الفقرة ٢١ - ٦ ) . وثمة مصادر

ملائمة حدا من هذا النوع ، ليس فقط في حالة الزئبق والصوديوم بل في حالة الكاديوم والخاصين وبعض المعادن الأخرى ذات درحات الانصهار المنخفضة يمكن أن تسوق تحاربا . وفي الحقيقة ، فإن مصباح الزئبق الفلورى العادى يكون من النوع المطلوب لإعطاء خطوط حادة تحقق الغرض ما لم تكن الجدران مغطاة بطبقة فلورية .

#### ٢١ - ٤ شعلة ( لهب ) بنزين

عندما يسمح لكمية كافية من الهواء بالدخول عند قاعدة موقد بنزين ، يكون اللهب عديم اللون ، فيما عدا محروط أزرق يميل إلى الاحمرار يحيط بخروط معتم داخلى للغاز الذى لم يحترق . وتصل درجة الحرارة فوق المخروط إلى حوالى ١٨٠٠°م ، وهى مرتفعة بقدر كاف يسبب انعاث الضوء من أملاح معادن معدنية عند إدخالها في اللهب . ويكون لون اللهب وطيفه مميزين للمعدن ولا يتوقفان على نوع الملح المستخدم . وتكون أملاح الكلوريدات عادة أكثر تطائرا وتعطى أكثر الألوان شدة . ويكون لون لهب الصوديوم أصفرا والسترانشيوم أحفرا والثاليوم أخفرا .. الخ . ولإدخال الملح في اللهب ، توجد طريقة مألوفة حيث نستخدم حلقة في نهاية سلك من البلاتين ، نغمس أولا في حمض هيدروكلوريك ثم تسخى حتى يختفى اللون الأصفر للصوديوم . وعندما تصبح عند درجة الأحمرار ، نضع عدثذ في بودرة الملح ، لتصهر كمية قليلة منها تتماشك مع السلك . وعندما يتم إدخالها ثانية إلى اللهب ، يكون اللون قويا لكنه لا يستمر سوى فترة زمنية قصيرة . وتوجد طريقة أفضل تمثل في خلط رذاذ دقيق لخلول الكلوريد مع غاز قبل دخوله إلى اللهب . يتم عمل هذا على أحسن ما يكون بالجهاز المبين في الشكل ٢١ - ٣ ، عندما يكون الهواء المضغوط متاحا . يدفع الهواء خلال المسرة S ، ليملا الفاروة برذاذ دقيق يتم حمله إلى العاز عند قاعدة الموقد . يعطى هذا مصفرا ثانيا جدا ، يكون مناسباً للدراسة العملية لأطياف اللهب . إلا أنه لسوء الحظ ، يستخدم لعدد محدود فقط من المعادن ، أنسبها الليثيوم والصوديوم والبوتاسيوم والروبيديوم والسيزيوم والمغنسيوم والكالسيوم والسترانشيوم والباريوم والخاصين والكاديوم والانديوم والثاليوم . ويمكن استخدام لهب الأكسجين الأشد حرارة أو لهب لأكس هيدروجين لبعض العناصر الأخرى وإن كانت هذه اللهب ليست ملائمة تماماً لعمل .

يمكن بتوصيل زوج من الأقطاب الكهربائية بملف حث أو محول جهد عال ، جعل سلسلة من الشرر تقفز عبر فجوة هوائية تمتد عدة مليمترات . وتكون الشرارة ضعيفة وغير بالغة الشدة في حالة عدم وجود مكثفات في الدائرة ، ويكون مصدر الإشعاع أساسا هو الهواء في الفجوة . ويمكن جعل الشرارة في أكثر شدة وأعظم توهجا بتوصيل مكثف ( مثل زجاجة ليد ) على التوازي مع الفجوة . وعندئذ نحصل على شرارة مكثفة .



شكل ٢١ - ٣ : الجهاز المستخدم عمليا للحصول على أطراف بادعخال أملاح معادن في ألهب موقد بنزن .

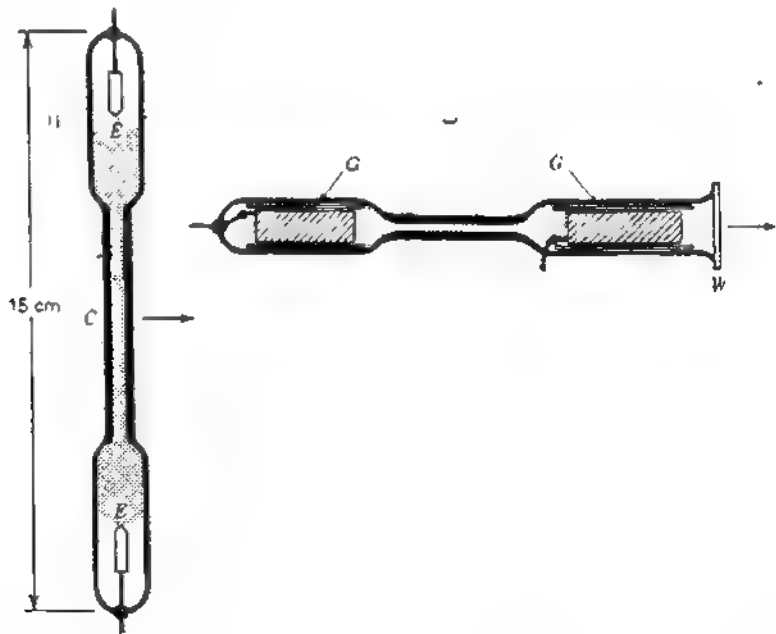
وتعد هذه بمثابة مصدر بالغ التوهج ، يكون طيفه غنيا جدا بالخطوط المميزة للمعادن الأقطاب . ويكون للشرارة المكثفة عيوب ليس فقط في الضوضاء الناجمة عنها أو أنها مصدر خطر لصدمة كهربية بل وفي أن الخطوط التي تشعها تكون عريضة نسبيا . وبعض النظر ، فهي أشد المصادر المتاحة إثارة وأعظمها كفاية للحصول على خطوط النرات المؤينة التي تفقد الكترونا أو أكثر . مثل هذه الخطوط يسمى عادة خطوط درجة الحرارة المرتفعة أو الشرارة .

## ٢١ - ٦ أنبوبة التفريغ

يكون هذا المصدر المؤلف شائعا نظرا لاستخدامه في لافتات الاعلانات . فلافتات النيون تحتوي على غاز نيون نقي ضغطه حوالي ٢ سم زئبق . وتكون الأقطاب المعدية مثبتة بإحكام عند طرفي الأنبوبة ، ويمرر التيار الكهربى خلال الغاز بتوصيل القطبين

- ب) تحول فرق جهده يتراوح من ٥٠٠٠ إلى ١٥٠٠٠ فولتا . ويمكن الحصول على ألوان أخرى بإدخال كمية صغيرة من الزئبق إلى أنبوبة النيون أو الأرجون . تعمل حراره التفرغ على شحير الزئبق ، فتحصل على اللون والطيف المميزين لبخار الزئبق . وإذا صنعت الأنبوبة من زجاج ملون ، تمتص ألوان معينة من ضوء الزئبق ويمكن أن تنشأ أخيلة مختلفة زرقاء وخضراء .

يمكن استخدام هذا المبدأ على نطاق ضيق في العمل لإثارة الإشعاعات المميزة لأي غاز أو بخار . وموضح بالشكل ٢١ - ٤ نوعان شائعان من أنابيب التفرغ . يكون النوع (١) مفيدا عندما لا تكون النهاية العظمى للشدة مطلوبة ، على سبيل المثال ، إذا كانت الأنبوبة تعمل بملف حث صغير . وتكون الأقطاب E,E عبارة عن قطع قصيرة من قضيب من الألومنيوم ، ملحومة بأطراف أسلاك التنجستون ، المثبتة بإحكام خلال الزجاج . ويكون الضوء في الأنبوبة الشعيرة C أكثر شدة ، حيث تكون كثافة التيار أكبر ، ويمكن مشاهدتها من جانبيها في الاتجاه الموضح بالسهم . ويمكن الحصول على شدة كبيرة بدرجة ملحوظة من النوع ذى الطرف الموضح بالشكل (ب) . تكون



شكل ٢١ - ٤ . أنابيب تفرغ كهربائي للحصول على أطوال الفلزات تحت ضغط منخفض .

الأقطاب هما عبارة عن رقائق ملفوفة من الألومنيوم تنزلق بسهولة داخل أنابيب داخليتين G.G من الزجاج . وهى مثبتة فى أسلاك توصيل من التنجستون - بلف شريط صغير من الألومنيوم من أحد طرفيه حول السلك مع الضغط عليه بشدة . تسمح مساحة الأكبر من الأقطاب باستخدام تيارات أكبر ، تستمد عادة من محول ، دون زيادة نسخين الأقطاب . يمكن مشاهدة الضوء خلال نافذة زجاجية مستوية W ، يمكن أن تكون ملحومة مباشرة بالأنبوبة . تساعد الأنابيب الزجاجية الداخلية على مع ترسيب الألومنيوم على جدران الأنبوبة الرئيسية الخارجية ، الذى يحدث بسرعة أكبر عند استخدام الأنبوبة تحت ضغط منخفض .

ويختلف الضغط المضبوط الذى يمكن غلق أنبوبة التفريغ تحته من ٠,٥ إلى ١٠ مم زئبق ، وذلك تبعاً للغاز والطيف الخاص المرغوب فيه . وثمة عدد محدود فقط من الغازات يكون مناسباً للاستخدام المستمر لمدة طويلة فى أنبوبة تفريغ من النوع الموضح أعلاه . من هذه الغازات الخاملة كالنيون والهيليوم والأرجون تكون مرضية بدرجة كبيرة . لكن أنابيب الهيدروجين والنيتروجين وثانى أكسيد الكربون لا تستمر سوى فترة زمنية محدودة إذ يختفى الغاز تدريجياً من الأنبوبة ، أو « تظلف » حتى لا يستطيع التفريغ الاستمرار طويلاً . وتوجد عمليتان تكونان مسئولتين عن هذا . فالغاز يمكن أن يتحلل بالتفريغ وترسب النواتج على الجدران أو تتحول بالاتحاد الكيميائى مع معادن الأقطاب . أو ، حتى الغاز الخامل كيميائياً قد يرجع الانخفاض فى ضغطه إلى امتصاصه فى طبقات المعدن المشار إليها أعلاه والتي تتأثر على الجدران من الأقطاب .

## ٢١ - ٧ تقسيم الأطياف

يوجد قسمان رئيسيان من الأطياف ، يعرفان باسم طيف الانبعاث وطيف الامتصاص .

طيف الانبعاث المستمر	طيف الامتصاص المستمر
طيف الانبعاث الخطى	طيف الامتصاص الخطى
طيف الانبعاث الشريطى	طيف الامتصاص الشريطى

يمكن الحصول على طيف الانبعاث عندما يختبر الضوء القادم مباشرة من المصدر بواسطة المطياف . ويمكن الحصول على طيف الامتصاص المستمر عندما يمر الضوء المنبعث من المصدر على هيئة طيف انبعاث مستمر خلال مادة ماصة ومن ثم إلى

المطيف . تين الأشكال ٢١ - ٧ ، ٢١ - ٨ ، ٢١ - ١٠ نسخاً من أطيف تم تصويرها لتوضيح الأنواع الثلاثة ، في كل من الانبعاث والامتصاص . تعطى اجوئد والسوائل ، باستثناء حالات قليلة\* أطيف انبعاث وامتصاص مستمرة فقط ، حيث تم تعطية مدى عريضاً من الأطوال الموجية دون انقطاعات حادة . ويتم الحصول على الأطيف غير المستمرة ( الخطية أو الشريطية ) من الغازات . ويمكن للغازات أيضاً في حالات معينة أن تشع أو تمتص طيفاً مستمراً حقيقياً ( الفقرة ٢١ - ٩ ) . يمكن ملاحظة أنواع أطيف الانبعاث الثلاثة بسهولة من قوس الكربون . إذا وجه المطيف نحو قطب القوس المتوهج للدرجة البيضاء ، يكون الطيف مستمراً تماماً . وإذا وجه نحو التفريغ الكهربى النفسجى في الفجوة بين القطبين ، يمكن مشاهدة أشرطة في الأخضر والبنفسجى وتوجد دائماً قلة من الخطوط ، مماثلة لخطوط الصوديوم ، نظراً لوجود شوائب في الكربون .

## ٢١ - ٨ الانبعاثية والامتصاصية

على الرغم من كوننا نهم أساساً في هذا الباب بمصادر الضوء المختلفة وبالتالي بالانبعاث ، نجد من الضروري هنا أن نعرض لعلاقة هامة توجد بين قوى الانبعاث والامتصاص لأى سطح . فالجامد ، عند تسخينه ، يعطى طيف انبعاث مستمر . كمية الاشعاع في هذا الطيف وتوزيعها على الأطوال الموجية المختلفة يحكمها قانون كيرشوف\* للاشعاع . وينص على أن نسبة انبعاثية الاشعاع إلى امتصاصيته هي نفسها لجميع الأحسام عند درجة حرارة معينة . ويمكن كتابة هذا القانون كمعادلة

$$\frac{W}{a} = \text{const} = W_b \quad ( ٢١ - ١ )$$

الكمية  $W$  هي الطاقة الكلية المشعة لكل متر مربع من السطح لكل ثانية ، بينما ترمز  $a$  إلى جزء الاشعاع الساقط الذى لا يتمكس ولا ينفذ بواسطة السطح . وللمقدار الثابت الممثل لهذه النسبة ، استخدمنا الرمز  $W_b$  نظراً لأنه يمثل انبعاثية الجسم الأسود . ويختص

+ مركبات بعض المعادن الأرضية النادرة تعطى أطيف خطية مركبة على طيف مستمر عند تسخينها لدرجات حرارة مرتفعة . فـأطيف امتصاصها ، على سبيل المثال ، تلك لزوجاج الدينيوميوم ، تين مناطق امتصاص دقيقة جداً ، تصبح عند درجة حرارة الهواء المسال خطوط امتصاص حادة أو دقيقة .

+ جوستاف كيرشوف ( ١٨٢٤ - ١٨٨٧ ) أستاذ الفيزياء في هيدلبرج وبرلين . بجانب اكتشافه بعض القوانين الأساسية في الكهربية ، أوجد ( مع بنزن ) علم التحليل الكيميائى بالأطيف .



أ



ب

شكل ٢١ - ٥ : ضوء مكواة كهربية توصح قانون كيرشوف للاشعاع (أ) ثم انقاطها على ألواح فوتوغرافية حساسة للأشعة الحمراء مع كون المكواة مسحنة دون أن تشع إشعاعاً مرئياً (ب) ثم انقاطها على ألواح عادية مع الإضاءة في درجة حرارة الغرفة . ولتبرير استخدام القانون عند أطوال موجية مختلفة ارجع إلى الكتاب ( الصورة بموافقة هـ.د. بابكوك ) .

هذا الحد بحجم يكون تام السواد ، أى جسم يمتص كل الاشعاع الذى يسقط على سطحه لذلك ، لمثل هذا الجسم المثال ،  $a_0 = 1$  و  $W_0$  يساوى النسبة الثابتة  $W/a$  للأجسام الأخرى .

ويعبر قانون كيرشوف عن علاقة عامة جدا بين انبعاث الاشعاع وامتصاصه بواسطة سطوح أجسام مختلفة . إذا كانت الامتصاصية عالية فإن الانبعاثية يجب أن تكون عالية أيضاً . ويكون ضروريا هنا التحقق من الفرق بين المصطلح « الامتصاصية » التى تقبس كمية الضوء المنعكبة عند انعكاس واحد وبين « الامتصاص » فى الجسم المادى كما يقاس بواسطة معامل الامتصاص  $a$  . يعين الأخير ما يفقد من الضوء عند نفاذه خلال المادة وليس له ارتباط بسيط مع امتصاصية السطح . ففى حالة المعادن ، مثلا ، يرتبط معامل الامتصاص العالى جدا مع الانعكاسية العالية . ولكن الانعكاسية العالية تعنى أيضاً امتصاصية أقل . ولهذا ، قللمعادن وبصفة عامة للسطوح المنقولة للمواد النقية ، يدل معامل الامتصاص العالى بالضرورة على قلة الامتصاصية  $a$  .

والجسم الأسود ، الذى يمكن تمثيله تقريبا على سبيل المثال بقطعة من الكربون ،

يعطى أعظم كمية من الاشعاع عند درجة حرارة معينة . وتكون المواد الشفافة أو العاكسة القوية فقيرة جدا كمصادر مشعة للضوء المرئي ، حتى عند رفعها إلى درجة حرارة عالية . وبين الشكل ٢١ - ٥ صورة توضيحية لقانون كيرشوف . الصورة اليمنى صورة لمكواة كهربية عادية في درجة حرارة الغرفة . وضعت بضع نقط من الحر الشينى على سطحها ، وهذه تبدو معتمة إذ أنها مناطق ذات امتصاصية عالية . بقية السطح تكون انعكاسيتها عالية لذلك تكون ماصة واهنة . الصورة اليسرى تم التقاطها بالاشعاع المنبعث من المكواة عند تسخينها . كانت درجة الحرارة أقل من ٤١٠°م حتى لا ينث اشعاع منظور أو مرئي . ومع ذلك ، تم الحصول على صورة ناعمة بالواح فوتوغرافية حساسة للأشعة تحت الحمراء ، حتى مع كون المكواة غير مرئية للعين . في الظلام . وسرى في هذه الصورة أن البقع التي كانت معتمة فيما سبق ( ماصة جيدة ) أصبحت الآن أكثر تألعا عما يحيط بها ، بالرغم من أن لها نفس درجة الحرارة . ومن ثم فهي تشع اشعاعا أكثر وفرة ، كما يتطلب قانون كيرشوف . لقد افترضنا هنا أن يقع الحر ، بسبب كونها قائمة في الضوء المرئي ، تكون أيضاً ماصة جيدة للضوء تحت الأحمر . ويكون ضروريا في الواقع أن تشير a.w إلى نفس الطول الموجي أو مدى الأطوال الموجية . ولاشعاع في مدى صغير من الأطوال الموجية يمكننا كتابة

$$\frac{W_{\lambda}}{a_{\lambda}} = W_{B\lambda} \quad (21 - 2)$$

موضحين بالدليل السفلى أن الانبعاثية والامتصاصية عند طول موجي خاص . ولهذا الصورة تطبيقات هامة في الأطياف غير المستمرة ( الفقرة ٢١ - ١٠ ) .

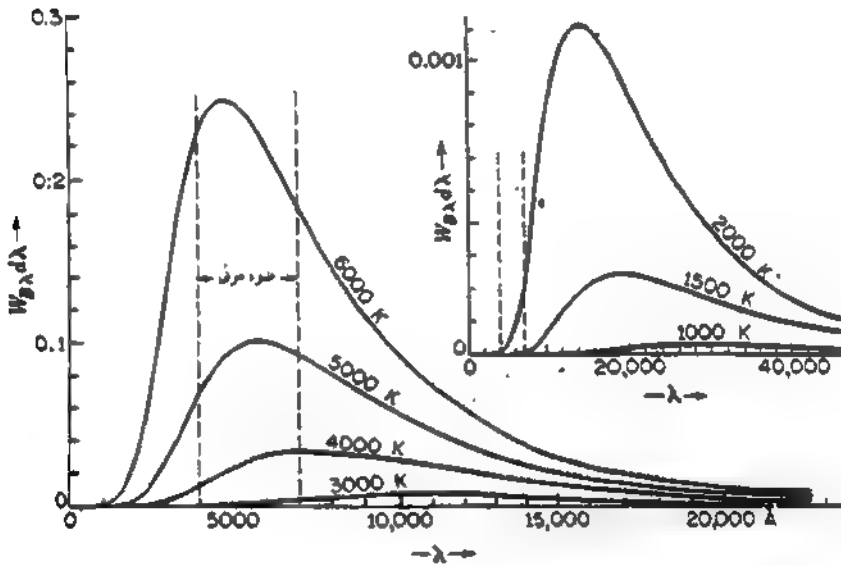
## ٢١ - ٩ الأطياف المستمرة

تكون الجوامد في درجات الحرارة المرتفعة\* هي أكثر مصادر الأطياف المستمرة شيوعا ، وتم وصف بعض هذه المصادر في الفقرة ٢١ - ٢ . لم يذكر شيء هنالك يتعلق بتوزيع الطاقة في الطيف المستمر على مختلف الأطوال الموجية . يتوقف هذا ، تبعاً لقانون كيرشوف ، على قابلية السطح على امتصاص الضوء ذي الأطوال الموجية المختلفة لهذا ففى قطعة من الخزف عليها رسم منقوش من الزجاج الملون باللون الأحمر ، تمتص الأجزاء الحمراء الضوء الأزرق والضوء البنفسجي أكثر مما تمتص به الضوء الأحمر .

\* يمكن أن نجد مافئة جيدة للطرق العملية المستخدمة في هذا المجال في W.E. Forgythe (ed), "The Measurements of Radiant Energy" Mc Graw-Hill Book Comp., New York, 1937

وعند تسخين هذه القطعة إلى درجة حرارة مرتفعة في فرن وسحبها ، فإن الرسم المنقوش سيبدو مائلا للزرقة بفعل الضوء المشع ، نظرا لأن هذه الأجزاء تكون ماصة جيدة ومشعة جيدة للأزرق . وبصفة عامة فإن الطيف المنعكس لمثل هذا الجامد يعطى لذلك تفسيرا لطيف انبعاثه .

وينخذ الجسم الأسود الذى يمتص تماما كل الأطوال الموجية كجسم عيارى عادة ، لأنه يشكل حالة بسيطة معبـ . يمكن بها مقارنة الاشعاع من أى مواد أخرى . يبين الشكل ٢١ - ٦ توزيع الطاقة في اشعاع الجسم الأسود عند سبع درجات حرارة مختلفة ، ويبين الشكل ٢١ - ٧ (أ) صور الأطياف الفعلية المناظرة لهذه المنحنيات \* .



شكل ٢١ - ٦ : منحنيات اشعاع الجسم الأسود . يمثل المحور الرأسى الطاقة بالسعر لكل سنتيمتر مربع في الثانية في مدى الطول الموجى  $d\lambda$  مقدار . واحد ألتستروم . القيم العددية أرتفع إلى جداول سميت الفيزيائية ،

"Smithsonian Physical Tables" 9th. ed., p. 314

+ عند مقارنة أطوال الشكل ٢١ - ٧ (أ) بالمنحنيات في الشكل ٢١ - ٦ ، يجب تذكر أن الأطياف المصورة لا تعطى التوزيع الحقيقى للشدة في الأطوال الموجية المختلفة لأسباب ثلاثة (١) يجعل التعريق اللول للمنبور الطيف منضغطا عند طرف الطول الموجى الأطول (٢) لا يكون القوس القوتوغرافى متساوى الحساسية في الأطوال الموجية المختلفة (٣) أسوداد القوس لا يتناسب مع الشدة .

يمثل المنحنى للدرجة الحرارة  $52000^\circ$  كلفينية تمثيلاً جيداً وذلك لفتيلة التنحستون،  
 بينما يقترب ذلك عند  $56000^\circ$  كلفينية من ذلك للشمس ( بإهمال المسطح الدقيقة  
 للامتصاص التي ترجع إلى خطوط فرونفور ) . وتدل المساحة تحت المنحنى على الطاقة  
 الكلية في جميع الأطوال الموجية ، وتزداد بشدة مع درجات الحرارة المطبقة بانحداز  $w_B$   
 لتدل على الطاقة الكلية المشعة من سطح الجسم الأسود لكل متر مربع في الثانية و  $T$   
 لتدل على درجة الحرارة المطلقة ( كلفينية ) ، ينص قانون ستيفان بولتزمان\* على

$$W_B = \sigma T^4 \quad (21 - 3)$$

قيمة الثابت  $\sigma$  هي  $1.3567 \times 10^{-11}$  كيلو سعر/م<sup>2</sup>. درجة كلفينية أو،  $5.670 \times 10^{-8}$  جول/م<sup>2</sup>. درجة كلفينية . ويتوقف الطول الموجي المقابل للنهاية العظمى لكل منحنى  
 $\lambda_{max}$  على درجة الحرارة تبعاً لقانون فين\* للازاحة ، الذي ينص على

$$\lambda_{max} T = \text{const} = 2.8970 \times 10^{-3} \text{ m K} \quad (21 - 4)$$

حيث  $\lambda_{max}$  بالمتر . ويعطى شكل المنحنى نفسه بقانون بلانك\* ، الذي يمكن كتابته  
 كما يلي :

$$W_{B\lambda} \Delta\lambda = \frac{hc^3 \Delta\lambda}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \quad (21 - 5)$$

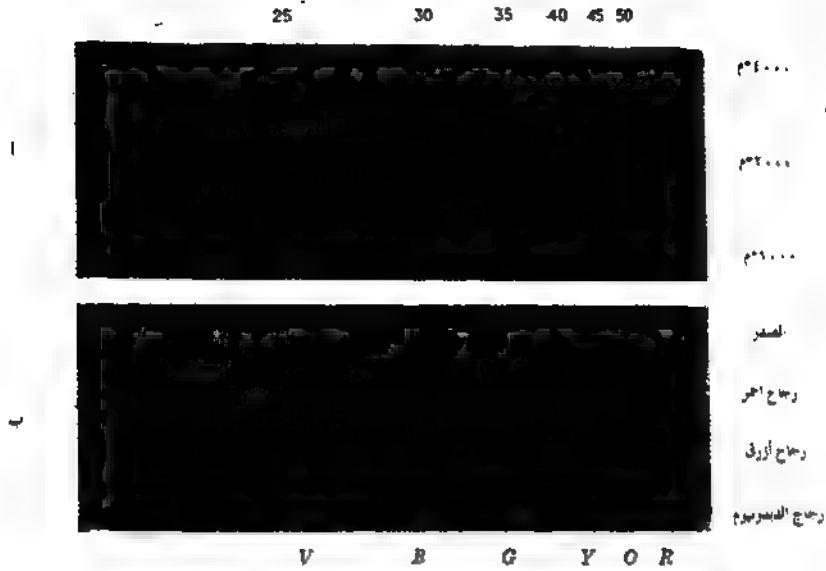
حيث  $W_{B\lambda}$  الطاقة في مدى طول موجي بين  $\lambda$  و  $\lambda + \Delta\lambda$  بالجول لكل ثانية لكل متر  
 مربع من السطح و  $C$  سرعة الضوء و  $\lambda$  الطول الموجي و  $T$  درجة الحرارة المطلقة و  $e$   
 أساس اللوغاريتم الطبيعي و  $k$  ثابت بولتزمان المعين من القانون العام للغازات و  $h$  ثابت  
 بلانك .

$$\begin{aligned} h &= 6.6262 \times 10^{-34} \text{ J s} \\ k &= 1.3805 \times 10^{-23} \text{ J/K} \\ c &= 2.9979 \times 10^8 \text{ m/s} \\ e &= 2.7183 \end{aligned}$$

\* لودفيج بولتزمان ( ١٨٤٤ - ١٩٠٦ ) . أستاذ للفيزياء بفينا من ١٨٩٥ وحتى موته مستعرا في  
 ١٩٠٦ . صيغ القانون أولا بواسطة جوزيف ستيفان ( ١٨٣٥ - ١٨٩٣ ) وعرض عرضاً نظرياً ومنفصلاً  
 بواسطة بولتزمان . والأخير معروف أكثر بالنسبة لاسهاماته في نظرية الحركة والقانون الثاني في الديناميكا  
 الحرارية .

+ ويلهلم فين ( ١٨٦٤ - ١٩٢٨ ) . عالم ألماني ، حصل على جائزة نوبل عام ١٩١١ على عمله في  
 البصريات والاشعاع وله أيضاً عدة مكتشفات في أشعة المهبط وأشعة القنطرة .

++ ماكس بلانك ( ١٨٥٨ - ١٩٤٧ ) . أستاذ بجامعة برلين . منح جائزة عام ١٩١٨ لاكتشافه قانون  
 اشعاع الجسم الأسود وأعمال أخرى في الديناميكا الحرارية .



شكل ٢١ - ٧ : أطياف مستمرة (أ) أطياف انبعاث مستمرة لجامد عند درجات الحرارة الثلاث الموضحة تم التقاطها بمطياف كوارتز أطياف ٣٠١٠٠ م و ٣٢٠٠٠ م تم الحصول عليها من قطعة صجسون . والدرجة ٣٤٠٠٠ م من القطب الموجب لقوس الكربون . تدرج الطول الموجي مدون بمئات الانجستروم . (ب) أطياف امتصاص مستمرة . العلوى للمصدر وحده ويمتد من ٤٠٠٠ إلى ٦٥٠٠ أنجستروم . الأخرى تبين تأثير إدخال ثلاثة أنواع من الزجاج على الطيف :

ترتبط هذه الثوابت بطبيعة الحال بتلك في قانوني شيفان - بولتزمان وفين ، لأن المعادلة ٢١ - ٣ يمكن الحصول عليها من المعادلة ٢١ - ٥ بالتكامل من  $1 = \text{الصفرة}$  إلى  $\infty$  ، بينما يمكن الحصول على المعادلة ٢١ - ٤ إذا فاضلنا المعادلة ٢١ - ٥ بالنسبة إلى  $1$  ثم ساوينا الصفرة للحصول على القيمة العظمى . تطبق هذه المعادلة فقط بطبيعة الحال على اشعاع الجسم الأسود المثالي . وهذا لا يمكن تحقيقه عمليا على نحو تام إطلاقا ، لكنه يقرب بواسطة سطح أسود أو تجويف له فتحة ضيقة . ترمز الكمية  $W_{B2}$  إلى انبعاث اشعاع غير مستقطب لكل متر مربع لكل ثانية في جميع الاتجاهات في مدى  $d\lambda$  .

ويكون مصدر طيف مستمر في منطقة فوق البنفسجي مرغوبا فيه أحيانا لدراسة أطياف الامتصاص في هذه المنطقة . ولا تكون الجوامد الساخنة مناسبة لهذا الغرض ،

طرا لكمية الضوء فوق البنفسجي الصغيرة نسبيا التي تشعها ، حتى في أعلى درجات الحرارة المتاحة . ولقد وجد أن التفريغ خلال أنبوبة تفريغ تحتوي على هيدروجين صغفه يتراوح بين ٥ و ١٠ مم زئبق محققة للغرض . فإذا مر تيار كهربى شدته بصع أعشار من الأمبير خلال أنبوبة ذات مقطع شعري أكثر إتساعا ( قطرها ٥ مم ) تحت ٢٠٠٠ فولتا . يمكن الحصول على طيف مستمر بالغ الشدة تقع النهاية العظمى للشدة لهذا الطيف المستمر في منطقة البنفسج<sup>١</sup> ولكنها تمتد إلى داخل منطقه فوق البنفسجى ، إلى حوالى ١٧٠٠ أنجستروم .

## ٢١ - ١٠ الأطياف الخطية

عندما تكون فتحة المطياف يعمل بالنشور أو المحزوز مضاءة بضوء فوس الزئبق ، يمكن رؤية عدة خطوط مختلفة الألوان من خلال العينية . وثمة صور فوتوغرافية لأطياف خطية مألوفة موضحة في الشكل ٢١ - ٨ ( أ إلى ح ) . كل من هذه الخطوط بمثابة صورة للفتحة مكونة بواسطة عدسات المنظار الفلكى ( التلسكوب ) لضوء له طول موجى معين . فالأطوال الموجية المختلفة تنحرف بروايا مختلفة خلال المنشور أو المحزوز ، لذلك تفصل صور الخطوط . ومن المهم أن ندرك أن الأطياف الخطية تستمد اسمها من حقيقة أن فتحة مستطيلة ضيقة تستخدم لهذا الغرض عادة ، فتشكل صورها الخط . وإذا استخدمت نقطة أو قرص أو أى شكل آخر لفتحة الجمع ، ستصبح الأطياف الخطية على هيئة نقط أو أقراص .. إلى آخر كيفما كانت الحالة . ويستغنى كثيرا عن الجمع كلية ، عند تصوير أطياف المصادر الفلكية ، حيث يوضع المنشور أو المحزوز أمام عدسة المنظار الفلكى لينحول المنظار إلى مطياف . ويكون لكل خط في الطيف في هذه الحالة شكل المصدر . فعلى سبيل المثال ، يبين الشكل ٢١ - ٨ ( ح ) طيف الشمس في اللحظة التى تسبق الكسوف الكلى ، عندما يستبدل خط طيف الامتصاص المظلم العادى بخط انبعاث من الغازات الموجودة في جو الشمس ، لتعطى ما يسمى بطيف التوهج أو الطيف الومضى ويكون الاستخدام الرئيسى لفتحة مستطيلة ضيقة ممثلاً في الحصول على صور دقيقة ، بحيث لا تتراكب الصور في الأطوال الموجية المختلفة .

وأعظم مصادر الأطياف الخطية شدة هي أقواس المعادن والشرر ، إلا أن أنابيب التفريغ التى تحتوي على هيدروجين أو أحد الغازات الخاملة تكون أكثر ملائمة . وتستخدم اللهب كثيرا ، نظرا لأن الأطياف التى تعطيها تكون بصفة عامة أبسط ، إذ لا تكون غنية بالخطوط . وجميع المصادر الشائعة لطيف الانبعاث الخطى أو طيف



(أ)



(ب)



(ج)



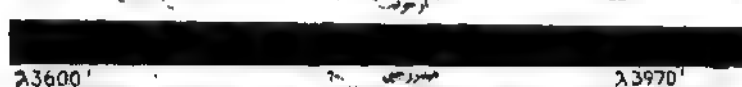
(د)



(هـ)



(و)



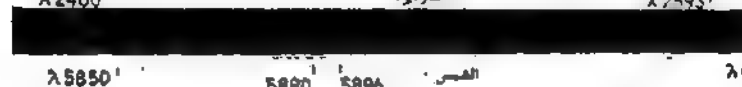
(ز)



(ح)



(ط)



(ي)

λ 5850

5890 5896

الفس

λ 60001

الشكل ٢١ - أ : أطراف خطية (أ) طيف قوس الكريون . أطراف البعث من (أ) إلى (و) تم التقاطها جميعاً بنفس مطياف الكوارتز . طيف الزئبق من قوس داخل (ب) كوارتز (ج) زجاج (د) هليوم في أنبوبة تفريغ من الزجاج (هـ) نيون في أنبوبة تفريغ من الزجاج (و) أوجون في أنبوبة تفريغ من الزجاج (ز) سلسلة بالمر للهيدروجين في منطقة فوق البنفسجي ١ = ٣٩٠٠ - ٤٠٠٠ أنجستروم . هذا طيف محزوز . الخطوط الخافتة على كل جانب للحدود الأولى هي خطوط زائفة تسمى الحالات (الفترة ١٧ - ١٢) . (ح) طيف وميض يوضح طيف الانبعاث من الطبقة الغازية القرمزية للشمس (طبقة الكروموسفير) . وهو بمثابة طيف محزوز تم التقاطه بدون فتحة مستطيلة خفية في اللحظة التي تسبق الكسوف الكلي مباشرة ، عندما كانت بقية الشمس مغطاة بقرص القمر . أقوى صورتين هما لخطي الكالسيوم K, H ، توضحان شواظاً شمسياً محلوفاً أو سحابة ، من بخار الكالسيوم . ترجع الخطوط القوية الأخرى إلى الهيدروجين والهليوم . (ط) خطوط طيف امتصاص الصوديوم في منطقة فوق البنفسجي تم التقاطها بالمحزوز . الخطوط المتألقة في خطية الصورة تنشأ في المصدر ، وهو هنا قوس الكريون . لاحظ طيف الامتصاص المستمر الطفيف فيما يلي حد السلسلة . (ي) الطيف الشمسي المجاور للخطوط D يمتص الخطان القويان بواسطة بخار الصوديوم في الطبقة القرمزية (الكروموسفير) ويشكلان معاً أحد الأسس الأولى للسلسلة عند ٥٨٩٢ أنجستروم للموضع في (ي) .

الامتصاص الخطي هي الغازات . فضلا عن أنه أصبح معروفاً الآن أن الذرات المنفردة هي فقط التي تعطي الأطياف الخطية الحقيقية . أي أنه عندما تستخدم جزيئات مركب ما كمصدر ، كغاز الميثان ( $CH_4$ ) مثلاً في أنبوبة تفريغ ، أو كلوريد صوديوم في قلب قوس الكربون ، تكون الخطوط التي يتم مشاهدتها راجعة إلى العناصر وليس إلى الجزيئات . فمثلاً ، يعطي الميثان طيفاً قوياً يعزى إلى الهيدروجين ، ولقد أصبح معروفاً جيداً أن كلوريد الصوديوم يعطي خطوط الصوديوم الصفراء . ولا تظهر خطوط الكربون والكلور بشدة مناسبة لأن هذه العناصر تصعب إثارتها لتشع وأن خصوصها الأقوى تقع في منطقة فوق البنفسجي للطف وليس في الجزء المرئي منه . في الجدول ( ٢١ - ١ ) تعطي الأطوال الموجية للخطوط في أطياف انبعاث معينة شائعة الاستخدام .

يتم الحصول على أطياف الامتصاص الخطية بالغازات فقط التي تتكون عادة من ذرات منفردة ( غازات أحادية الذرات ) : ترجع خطوط الامتصاص في طيف الشمس إلى الذرات التي توجد كما هي ، أكثر من وجودها متحدة في جزيئات ، فقط بسبب ارتفاع درجة الحرارة وانخفاض الضغط في « الطبقة العكسية » من جو الشمس [ الشكل ٢١ - ٨ ( ح و ) ] . وفي بداية دراسة هذه الخطوط بواسطة فروهوفر تم الرمز للخطوط الشهيرة بأحرف . وتعد خطوط فروهوفر مفيدة جداً من حيث كونها علامات يهتدى بها في الطيف ، مثلاً في قياس وتصنيف معاملات الانكسار . ولذلك تعطي هنا في الجدول ٢١ - ٢ أطوالها الموجية ومصادرها من الذرات والجزيئات . فالخطوط B, A و  $\alpha$  هي في الحقيقة أشربة ، تمنص بواسطة الأكسجين في جو الأرض . وسوف نرى أن G, b<sub>4</sub> هما مزيج من خطين لا يمكن تحليلهما عادة وإن كانا يرجعان إلى عناصر مختلفة .

توجد ، في المعمل ، قلة فقط من المواد تكون مناسبة لأطياف الامتصاص الخطية نظراً لأن خطوط الامتصاص لمعظم الغازات أحادية الذرات تقع بعيداً في منطقة الأشعة فوق البنفسجية . ويستثنى من ذلك العناصر القلوية ، فإذا سخن الصوديوم في أنبوبة تفريغ من الصلب أو الزجاج المقاوم للحرارة عند طرفها نوافلزجاجة ، يعمل الطيف الضوئي للتجستون الذي يشاهد خلال الأنبوبة على إظهار خطي امتصاص الصوديوم [ الشكل ٢١ - ٨ ( ط ) ] . فيبدوان كخطين مظلمين في خلفية من طيف الانبعاث المستمر .

## ٢١ - ١٦ - متسلسلات الخطوط الطيفية

شاهد في أطياف بعض العناصر خطوطاً تنتمي إلى بعضها البعض مكونة سلسلة تتغير فيها المسافات بين الخطوط وشداتها بكيفية معينة . ففى سلسلة بالمر للهيدروجين مثلاً [ الشكل ٢١ - ٨ (و) ] تتناقص المسافات بين الخطوط انتظام مع تقدمها نحو الطول الموجي الأقصر في منطقة فوق البنفسجي ، وكذلك تتناقص شداتها بسرعة . وبالرغم من أن الخطوط الأربعة الأولى هي التي تقع في منطقة الطيف المرئي ، إلا أن سلسلة بالمر التي تم تسجيلها فوتوغرافياً لأطياف النجوم الملتبة تتكون من ٣١ حداً ، حيث تظهر كسلسلة من خطوط الامتصاص . يبين طيف الامتصاص للصوديوم سلسلة

جدول ٢١ - ١ : الأطوال الموجية بالانجستروم لبعض الخطوط الطيفية المفيدة

الهيدروجين	الكالسيوم	الليثيوم	الزنك	الصوديوم
6562.82 s	4678.16 m	4387.93 w	4046.56 m	5.889.95 s
4861.33 m	4799.92 s	4437.55 w	4077.81 m	5895.92 m
4340.46 w	5085.82 s	4471.48 s	4358.35 s	
4101.74 w	6438.47 s	4713.14 m	4916.04 w	
		4921.93 m	5460.74 s	
		5015.67 s	5769.59 s	
		5047.74 w	5790.65 s	
		5875.62 s		
		6678.15 m		

س s نوى m مرئي w صيف

طويلة ملحوظة من الخطوط ، يتكون كل منها من خطين [ لايتحلان في الشكل ٢١ - ٨ (ط) ] ، تعرف بالسلسلة الرئيسية . تظهر هذه السلسلة أيضاً في الانبعاث من القوس أو اللهب ، وبشكل الخطان المعروفان D ثنائية الخطوط الأولى في السلسلة . وتتركز ٩٧٪ من الشدة في هذه السلسلة في الحد الأول لطيف الصوديوم من اللهب . وتظهر أيضاً أطياف الانبعاث للقلويات لسلسلتين أخريين من الثنائيات في منطقة الطيف المرئي ، نعرفان بالسلسلة الدقيقة أو الحادة والسلسلة غير الدقيقة أو المنتشرة . وثمة سلسلة رابعة ضعيفة في منطقة تحت الحمراء يعرف بالسلسلة الأساسية . وتظهر عناصر القلويات الأرضية كالسيوم مثل هاتين السلسلتين إحداهما أحادية الخطوط والأخرى ثلاثية الخطوط .

وما يميز سلسلة بعينا هو اقتراب أعلى حدود السلسلة من طول موجي محدد يعرف باسم حد أو بداية السلسلة . وبالاقترب من هذا الحد تتزاحم الخطوط أكثر وأكثر ، بحيث يوحد نظريا عدد لانهاى من الخطوط قبل الوصول فعلا إلى هذا الحد . وفيما يلي هذا الحد يمكن أحيانا مشاهدة طيف متصل ضعيف في الانبعاث ، ويمكن دائما مشاهدة منطقة امتصاص مستمرة في الامتصاص إذا كان البخار الماص كثيفا بدرجة كافية [ الشكل ٢١ - ٨ (ط) ] . ويكشف حد السلسلة عن النوع الذى تنتمى إليه السلسلة . لهذا تقترب السلسلتان الدقيقة وغير الدقيقة من نفس الحد ، بينما تقترب السلسلة الرئيسية من حد آخر يقع بالنسبة للقلويات عند الأطوال الموجية الأقصر .

## ٢١ - ١٢ الأطياف الشريطية .

تكون أحسن المصادر ملاءمة لمشاهدة الأطياف الشريطية في المعمل هي قوس الكربون المعبأ بملح معدنى ، وأنبوبة التفريغ واللهب . وتكون أملاح الكالسيوم والباريوم ملائمة للقوس أو اللهب ، وثانى أكسيد الكربون أو النيتروجين في أنبوبة التفريغ . هذه الأطياف ، كما يمكن مشاهدتها بمطياف قوة تفريقه اللونى صغيرة ، وتقدم هذه الأطياف مظهرا نموذجيا يميزها على الفور عن الأطياف الخطية [ الشكل ٢١ - ٩ (أ) إلى (د) ] . ويمكن عادة مشاهدة كثيرا من الأشرطة ، لكل منها حافة حادة على جانب واحد يعرف بالرأس .

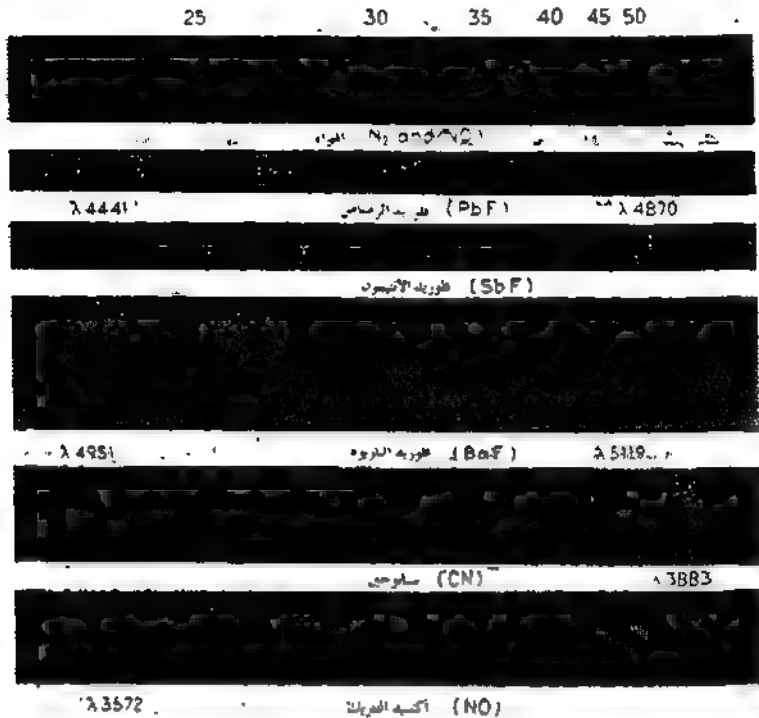
جدول ٢١ - ٢ : خطوط فرونيوفر الأكثر شدة .

الرمز	العنصر	الطول الموجي ( أنجستروم )	الرمز	العنصر	الطول الموجي ( أنجستروم )
A	O <sub>2</sub>	7594-7621*	b <sub>4</sub>	Mg	5167.343
B	O <sub>2</sub>	6867-6884*	c	Fe	4957.609
C	H	6562.816	F	H	4861.327
e	O <sub>2</sub>	6276-6287*	d	Fe	4668.140
D <sub>1</sub>	Na	5895.923	e	Fe	4383.547
D <sub>2</sub>	Na	5889.953	G'	H	4340.465
D <sub>3</sub>	He	5875.618	G	Fe	4307.906
E <sub>2</sub>	Fe	5269.541	G	Ca	4307.741
b <sub>1</sub>	Mg	5183.618	g	Ca	4226.728
b <sub>2</sub>	Mg	5172.699	h	H	4101.735
b <sub>3</sub>	Fe	5168.901	H	Ca <sup>+</sup>	3968.468
b <sub>4</sub>	Fe	5167.491	K	Ca <sup>+</sup>	3933.666

ومن الرأس، يقيم الشريط تدريجياً على الجانب الآخر. وفي بعض الأطياف الشريطية، يمكن مشاهدة العديد من الأشرطة المتجاورة جداً، والمتراكبة مكونة تابعا [ الشكل ٢١ - ٩ (ب) و (د) ]، بينما في بعضها الآخر، تكون الأشرطة منفصلة إلى حد ملحوظ، كما في الشكل ٢١ - ٩ (ج). عندما يستخدم محزوز كبيرة قوة تفريغ اللوني عالية وكذا قوة تحليله، فإن كل شريط يبدو وكأنه مكون من عدة خطوط دقيقة، مرتبة بكيفية منتظمة واضحة في سلاسل تسمى أفرع الشريط. يرى، في الشكل ٢٠ - ٩ (هـ) فرعان يبدآن من اتجاهين متضادين من فجوة ملحوظة، حيث لا تظهر خطوط. ويكون الشريط في (و) مزدوجاً ويمكن رؤية فرعي الحد الأيسر وهما يسيران جنباً إلى جنب.

وثمة أدلة مختلفة لاستنتاج أن الأطياف الشريطية تنشأ من التجزيئات أى من اتحاد ذرتين أو أكثر. ولهذا، وجد أنه بينما لا يتوقف الطيف الذرى أو الخطى للكالسيوم على نوع الملح الذى نضعه فى القوس، فإننا نحصل على أشرطة مختلفة باستخدام فلوريد الكالسيوم أو كلوريد الكالسيوم أو بروميد الكالسيوم. وتظهر أيضاً الأشرطة فى تلك الأنواع من المصادر التى يلقى فيها الغاز معاملة أقل عنفاً. فالنتروجين فى أنبوبة تفريغ وهو معرض التفريغ غير مكثف يظهر فقط طيفاً شريطياً. حينئذٍ أنه إذا استخدم تفريغ مكثف، يظهر الطيف الخطى. وتمثل أعظم الأدلة إقناعاً فى الحقيقة القائلة بأن طيف الامتصاص لغاز معروف بأنه جزيئى ( $O_2, N_2$ ) تظهر أشرطة ولا تظهر خطوط، تبعاً لعدم أى تفكك إلى ذرات. وقد وجد، فضلاً عن هذا، أن أى طيف شريطى بسيط، مثل تلك الموصوفة والموضحة أعلاه، يرجع إلى جزيئات ثنائية الذرة. فعندما يوضع فلوريد الكالسيوم فى قوس، تكون الأشرطة المشاهدة راجعة إلى  $CaF$ . وترجع الشرائط البفسجية فى قوس الكربون العادى إلى  $CN$ ، يأتى النتروجين من الهواء [ الشكل ٢١ - ٩ (هـ) ]. ويعطى ثانى أكسيد الكربون فى أنبوبة تفريغ طيف  $CO$ ، وتوجد أمثلة أخرى كثيرة من هذا النوع الذى تفكك فيه الجزيئات المعقدة إلى أخرى ثنائية الذرات.

وقد شغلت محاولة تفسير الترددات المعينة المختلفة المنبعثة بواسطة ذرات الغاز مكونة طيفاً خطياً أعظم العقول فى الفيزياء خلال الجزء الأول من القرن العشرين، وكان لها أثر الأمر أعظم النتائج أهمية. فكما تعطى تماماً ترددات اهتزاز وترالفوليون أمواحا صوتية بين تردداتها المسموعة وتردد النغمة الأساسية نسبة عديدة بسيطة، ثم أولاً افترض أن ترددات الضوء فى الخطوط الطيفية المختلفة ينبغى أن يكون بينها علاقة معينة



شكل ٢١ - ٩ : أطيف شريطية (أ) طيف أنبوبة تفريغ تحتوي على الهواء تحت ضغط منخفض . توجد أربعة أنظمة شريطية . شريط  $\gamma$  لـ NO (  $\lambda = 2300$  إلى  $2700$  أنغستروم ) أشرطة نتروجين سالب (  $N_2^+$   $\lambda = 2900$  إلى  $3500$  أنغستروم ) ، ثاني أشرطة النتروجين الموجية (  $N_2$   $\lambda = 2900$  إلى  $5000$  أنغستروم ) ، أول أشرطة النتروجين الموجية (  $N_2$   $\lambda = 5500$  إلى  $7000$  أنغستروم ) (ب) أطيف تفريغ كهربى على الترددى بخار فلوريد الرصاص . هذه الأشرطة التى تعزى إلى PbF ، تقع تنابعات ظاهرة (جـ) طيف يظهر حزرا من نظام شريطى واحد لـ SbF ، تم الحصول عليه بتغيير فلوريد الانيمون فى نتروجين نشط (د) ، (جـ) تم التقاطهما بمطاياف كوارتز كبير . (د) أطيف انبعثات وامتصاص شريطية لـ  $BaF_2$  : الانبعثات من قوس الكربون المعبأ بـ  $BaF_2$  ، امتصاص بخار  $BaF_2$  فى قرن مفرغ من الصلب . تتوالى الأشرطة فى مجموعات متضاربة الرتبة الثانية لمخزوز ٢١ قدما (هـ) شريط CN عند  $\lambda = 3883$  من أنبوبة تفريغ بها أرواح يمتوى على شرائب من الكربون النتروجين . الرتبة الثانية للمخزوز (و) شريط فى الطيف فوق البنفسجى لـ NO ، تم الحصول عليه من نتروجين نشط متوهج يمتوى على كمية صغيرة من الأكسجين الرتبة الثانية للمخزوز [ (ب) و (جـ) بتصريح من ج.د. رويسترس ].

تُكشف عن الميَّات التي تَهْتَرِّبُهَا الذرة وتكشف عن تركيبها : وهذا ما تم إثباته ، ولو أن هذا تم بطريقة أخرى عن تلك التي توقعناها أول الأمر . وقد وجدت العلاقة فعلا في السلاسل الطيفية . ومع ذلك ، يمكن على الفور ملاحظة أن الترددات الذرية ليس لها سلوك ترددات وتراليولين . ففي الحالة الأخيرة ، تزداد التوافقيات بانتظام نحو تردد لانهاى ( طول موجى يساوى الصفر ) ، في حين أن الترددات في السلاسل الطيفية تقترب من قيمة محددة . ويمكن الآن الحصول على التفسير التام للأطياف الخطية بواسطة اكتشاف نظرية جديدة تماماً تسمى « نظرية الكم »\* . وبالرغم من أن هذه النظرية تبدو في كثير من الجوانب متعارضة تعارضا مباشرا مع النظرية الكهرومغناطيسية إلا أن الأخيرة قدمت دليلا لا يقدر بثمن في معالجة بعض المشاكل مثل شدة الخطوط الطيفية واستقطابها . وأعطت أيضاً أول تفسير لسلوك الخطوط عندما يوضع المصدر في مجال مغناطيسى ( الباب ٣١ ) . ولتفسير الأطياف الخطية تفسيراً كاملاً ، تكون نظرية الكم لذلك ضرورية للغاية . وسوف نعود لهذا الموضوع في الفصل ٢٩ .

## مسائل

٢١ - ١ فيلة من الكربون يتم تشغيلها عند درجة حرارة  $2500^{\circ}\text{C}$  . بافتراض أن الكربون يشع عند هذه الدرجة كجسم أسود ، أوجد الطول الموجي الذي تشع عنده النهاية العظمى للطاقة من مثل هذه الفيلة .

٢١ - ٢ أوجد القدرة الكلية بالواط التي تشعها كرة معدنية قطرها  $3,0\text{ cm}$  ، تحفظ عند درجة حرارة  $2200^{\circ}\text{C}$  . افترض أن امتصاصية السطح  $0,7$  ، وأنها لا تتوقف على الطول الموجي .

[الإجابة :  $41,67\text{ W}$ ]

٢١ - ٣ قوس كربون يستخدم كمصدر ضوء في كشاف ، إذا كان طرف الكربون الموجب يصل إلى درجة حرارة  $4500^{\circ}\text{C}$  فاحسب (أ) القدرة الكلية المشعة لكل ملليمتر مربع من السطح (ب) الطول الموجي المقابل للنهاية العظمى للاشعاع . افترض اشعاع الجسم الأسود .

٢١ - ٤ وضعت خرزة معدنية صغيرة في الطرف الجوف لقوس الحديد . ارتفعت درجة حرارة الخرزة إلى  $3027^{\circ}\text{C}$  حيث تبلغ امتصاصيتها ككل  $75\%$  . أوجد الطاقة الحرارية الكلية المشعة بالسعر لكل ملليمتر مربع في الثانية .  
الإجابة :  $1,207\text{ سعر/ث م}^2$

٢١ - ٥ ينصهر نحاس في فرن . امتصاصية سطح المعدن المنصهر ككل  $82\%$  . احسب القدرة الكلية المشعة لكل سنتيمتر مربع (أ) بالجلول لكل ثانية (ب) بالسعر لكل ثانية .

٢١ - ٦ افترض جسمين في إناء درجة حرارته منتظمة . ليس مطلوباً أن تكون طبيعة ومساحة السطحين متماثلة . قد يكونا نصف شفافين . من الحقيقة التجريبية ، يصل الجسمان إلى نفس درجة حرارة الوسط المحيط ، بين بكل من الطاقة المشعة والامتصاصية والمنعكسة . والنافذة أن قانون كيرشوف للاشعاع صالح للاستخدام .

## الفصل الثاني والعشرون

### الامتصاص والاستطارة

عندما تمر حزمة ضوئية خلال المادة في حالتها الجامدة أو السائلة أو الغازية فإن انتشارها يتأثر بطريقتين هامتين : (١) ستانقص الشدة دائماً إلى حد يختلف مقداره عندما ينفذ الضوء إلى مسافة بعيدة في الوسط ، و (٢) ستكون السرعة في الوسط أقل من نظيرها في الفضاء . يرجع النقص في الشدة أساساً إلى الامتصاص ، بالرغم من أن الاستطارة تحت بعض الظروف قد تلعب دوراً هاماً . وسوف نناقش في هذا الباب نتائج الامتصاص والاستطارة ، بينما سنتناقش في الباب التالي تأثير الوسط على السرعة الذي يقع في إطار دراسة التشتت . ويعزى مدلول الامتصاص كما يستخدم في هذا الباب إلى النقص في شدة الضوء عندما يمر خلال المادة ( الفقرة ١١ - ٩ ) . ومن المهم أن نميز بين هذا التعريف وبين الامتصاصية التي أعطيت في الفقرة ( ٢١ - ٨ ) . إذ يشير المدلولان إلى كميتين فيزيائيتين مختلفتين على أنه توجد بعض العلاقات بينهما ، كما سنرى الآن .

#### ٢٢ - ١ . الامتصاص العام والانتقائي

يقال عن مادة أن لها امتصاصاً عاماً إذا أنقصت شدة جميع الأطوال الموجية للضوء بنفس المقدار تقريباً . ويعنى هذا في الضوء المرئي أن الضوء بعد نفاذه ، كما تراه العين ، لا يبدى لونا ملحوظا . إذ يوجد فقط نقص في الشدة الكلية للضوء الأبيض ، ولذلك تظهر أمثال هذه المواد رمادية . ولا توجد مادة معروفة تمتص كل الأطوال الموجية - بالتساوي ، إلا أن بعضها مثل معلق السناج الأسود أو شرائح رقيقة نصف شفافة من البلاتين ، تقترب من هذا الشرط في مدى واسع من الأطوال الموجية .

والمقصود بالامتصاص الانتقائي امتصاص أطوال موجية معينة من الضوء دون الأخرى . وترجع ألوان جميع المواد الملونة عمليا إلى وجود الامتصاص الانتقائي في أحد

أو بعض أجزاء الطيف المرئي . وعلى ذلك تمتص قطعة من الزجاج الأخضر الطرفين الأحمر والأزرق للطيف ، ويعطى الجزء المتبقى النافذ من الضوء العين الاحساس باللون الأخضر . وترجع ألوان معظم الأجسام الطبيعية مثل الدهانات والزهور ، إلى آخره ، إلى الامتصاص الانتقائي . ويقال أن هذه الأجسام مصبوغة أو ملونة الجسم مما يميزها عن لون السطح ، نظراً لأن لونها ينتج من الضوء الذى ينفذ إلى مسافة معينة خلال المادة . وعندئذ ، وبسبب الاستطارة أو الانعكاس ، ينحرف أو ينبعث من السطح ، لكن بعد أن يقطع مسافة معينة في الوسط تسلب خلالها الألوان التى تمتص انتقائياً . وفى مثل هذه الأحوال جميعها ، ستتناسب امتصاصية الجسم طردياً مع الامتصاص الحقيقى وستوقف بنفس الكيفية على الطول الموجى . ومن ناحية أخرى ينتج لون السطح من عملية الانعكاس عند السطح ذاته ( الفقرة ٢٢ - ٧ ) . ولبعض المواد وبوجه خاص المعادن مثل الذهب أو النحاس لها قوة انعكاس عالية لبعض الألوان أكثر منها لألوان أخرى ولهذا تكتسب لونها من الضوء المنعكس . ويكون للضوء النافذ هنا اللون المكمّل بينا يكون اللون في حالة الضوء النافذ هو نفسه للضوءين النافذ والمنعكس . فعلى سبيل المثال ، تظهر طبقة رقيقة من الذهب صفراء اللون بالانعكاس وزرقاء مخضرة بالنفاذ . وكما سبق ذكره في الفقرة ( ٢١ - ٨ ) يكون الامتصاص الجسمى لهذه المواد عالياً جداً . مما يسبب انعكاسية عالية وامتصاصية مناظرة منخفضة .

## ٢٢ - ٢ الفرق بين الامتصاص والاستطارة

في الشكل ( ٢٢ - ١ ) يسمح لضوء شدته  $I_0$  بدخول اسطوانة زجاجية طويلة مملوءة بالدخان . ستكون الشدة  $I$  للحزمة النافذة من الطرف الآخر أقل من  $I_0$  . ولكثافة معينة للدخان ، تظهر التجربة أن  $I$  تتوقف على الطول  $h$  للمود تبعاً للقانون الأسى المصاغ في الفقرة ( ١١ - ٩ ) .

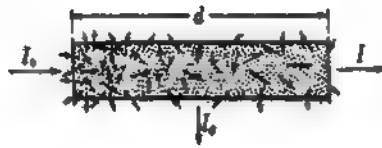
$$( ٢٢ - ١ )$$

$$I = I_0 e^{-\alpha h}$$

تسمى  $\alpha$  هنا معامل الامتصاص ، نظراً لأنه مقياس لمعدل النقص في الضوء من الحزمة المباشرة . ومع ذلك ، لا يرجع معظم النقص في الشدة لـ  $I$  في هذه الحالة إلى الاختفاء الحقيقى للضوء لكنه ينتج من حقيقة أن بعض الضوء يستطار إلى جانب واحد بواسطة جسيمات الدخان ولهذا يستبعد من الحزمة المباشرة . وحتى مع دخان مخفف جداً ، يمكن بسهولة كشف شدة ملحوظة  $I_1$  للضوء المستطار بواسطة ملاحظة الأنوية من

الجانب في غرفة مظلمة . فأشعة الشمس التي ترى عبر غرفة من نافذة يتم جعلها مرئية بواسطة دقائق الغبار المعلقة في الهواء .

يمثل الامتصاص الحقيقي الاختفاء الفعلي للضوء ، الذي تتحول طاقته إلى حركة حرارية لجزيئات المادة الماصة . سيحدث هذا إلى حد صغير فقط في التجربة السابقة ، بحيث يكون اسم « معامل الامتصاص »  $\alpha$  غير مناسب في هذه الحالة . وبصفة عامة



شكل ٢٢ - ١ : استطارة الضوء بواسطة جسيمات مجزأة على نحو رائع كما في الدخان.

يمكن النظر إلى  $\alpha$  على أنها تتكون من جزئين  $\alpha_0$  وترمز للامتصاص الحقيقي و  $\alpha_1$  وترمز للاستطارة . وتصبح المعادلة ( ٢٢ - ١ ) عندئذ

$$I = I_0 e^{-(\alpha_0 + \alpha_1)d} \quad (٢٢ - ٢)$$

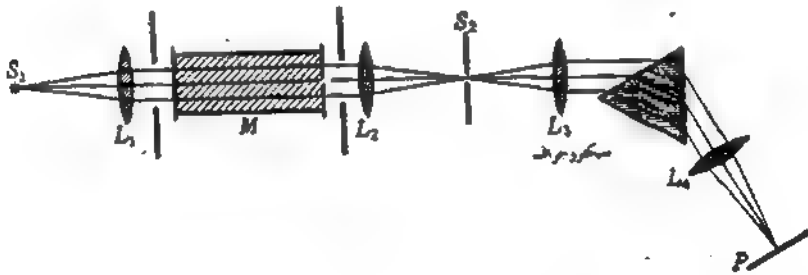
وفي كثير من الحالات ، يمكن إهمال  $\alpha_1$  أو  $\alpha_0$  بالنسبة إلى الأخرى ، إلا أنه يكون مهما التأكد من وجود هاتين العمليتين المختلفتين ، وحقيقة أن كلاهما يعمل في كثير من الحالات .

### ٢٢ - ٣ الامتصاص بواسطة الجوامد والسوائل

إذا مر ضوء أحادي اللون خلال سلك معين لجامد أو سائل في خلية شفافة ، قد تكون شدة الضوء النافذ أقل كثيراً من شدة الضوء الساقط ، بسبب الامتصاص . وإذا تغير طول موجة الضوء الساقط ، سيتغير مقدار الامتصاص أيضاً إلى حد يزيد أو ينقص وثمة طريقة بسيطة للدراسة مقدار الامتصاص آنياً في مدى عريض من الأطوال الموجية موضحة في الشكل ( ٢٢ - ٢ ) .  $S_1$  مصدر يشع مدى مستمرا من الأطوال الموجية ، مثل فتيلة تنجستون لمصباح عادى . يتم جعل ضوء هذا المصدر متوازيًا بواسطة العدسة  $L_1$  ليقطع سمكاً معيناً من المادة الماصة  $M$  . يركز بعدئذ في بؤرة على

الفتحة الضيقة  $S_1$  لمطيف منشوري بواسطة العدسة  $L_2$  ، ويصور الطيف على اللوح الفوتوغرافي  $P$  . إذا كانت  $M$  مادة شفافة كالزجاج أو الماء ، سيكون جزء الطيف على  $P$  المثل للأطوال الموجية المرئية مستمرا تماما ، كما لو أن  $M$  غير موجودة . وإذا كانت  $M$  ملونة ، سيختفى جزء من الطيف يناظر الأطوال الموجية المستبعدة بواسطة  $M$  . ونسمى هذا بشريط امتصاص . وتكون هذه الأشرطة ، في الجوامد والسوائل ، دائما مستمرة على نحو ملائم ، وتختف تدريجيا عند أطرافها . وثمة أمثلة لأمثال أشرطة الامتصاص هذه موضحة في الشكل [ ( ٢١ - ٧ (ب) ] .

حتى لمادة شفافة في منطقة الطيف المرئي ستبدى مثل هذا الامتصاص الانتقائي إذا امتدت المشاهدات بدرجة كافية في منطقة الأشعة تحت الحمراء أو فوق البنفسجية . يتضمن مثل هذا الامتداد صعوبات تجريبية ملحوظة عندما يستخدم المطيف المنشوري ، لأن مادة المنشور والعدسات ( عادة من الزجاج ) قد يكون لها نفسها امتصاص انتقائي في هذه المناطق . لهذا لا يمكن استخدام الزجاج الصخري فيما يلى ٢٥٠٠٠ أنجستروم ( ٢,٥ ميكرون ) في الأشعة تحت الحمراء أو أقل من ٣٨٠٠ أنجستروم في الأشعة فوق البنفسجية . يبين الجدول ( ٢٢ - ١ ) حدود المناطق التي يمكن استخدام مواد شفافة مختلفة في صنع المنشورات التي تسمح بنفاذ كمية مناسبة من الضوء .



شكلا ٢٢ - ٢ : الجهاز العمل لملاحظة امتصاص الضوء بواسطة الجوامد أو السوائل أو الغازات .

تكون المنشورات المستخدمة لدراسة الأشعة تحت الحمراء مصنوعة عادة من الملح الصخري ، بينما تكون المنشورات من الكوارتز أكثر شيوعا في الأشعة فوق البنفسجية . وفي التصوير الطيفي في منطقة فوق البنفسجية لا توجد ثمة ميزة لاستخدام الفلوريت مالم تم إزالة الهواء تماما من مسار الضوء لأن الهواء يبدأ في الامتصاص بشدة تحت

١٨٥٠ أنجستروم. ويجب أيضاً استخدام ألواح فوتوغرافية معدة خصيصاً لهذا الغرض ، إذ أن الطبقة الجيلاتينية بسبب امتصاصها تجعل الألواح الفوتوغرافية العادية غير حساسة تحت حوالى ٢٣٠٠ أنجستروم . وفى التصوير الطبقي فى منطقة تحت الحمراء ، يمكن الآن نتيجة لطرق مبتكرة تجعل الألواح ذات حساسية تسمح باستخدامها حتى ١٣٠٠٠ أنجستروم . وفيما يلى ذلك ، يستخدم عادة مقياس كالثرمويل يعتمد على قياس الحرارة الناتجة ، بالرغم من أن الخلية ذات الموصلية الضوئية التى تستخدم الثغير فى المقاومة الكهربائية عند الإضاءة تعطى حتى ٦ ميكرون حساسية أكثر .

عند التوسع فى قياس الامتصاص فى الطيف الكهرومغناطيسى كله ، نين عدم وجود مادة ليس لها امتصاص قوى لبعض الأطوال الموجية . فالمعادن تبدى امتصاصاً عاماً يتوقف فى معظم الحالات على الطول الموجى إلى أقل حد ممكن . إلا أنه توجد بعض الاستثناءات لهذا ، ففي حالة الفضة ، لها « شريط نفاذية » واضح بالقرب من ٣١٨٠ أنجستروم ( انظر الشكل ٢٥ - ١٤ ) . فشرية رقيقة من الفضة تكون معنة تماماً فى الضوء المرئى قد تكون شفافة تماماً لضوء فوق بنفسجى له هذا الطول الموجى . وتبدى المواد العازلة ، التى تكون رديئة التوصيل للكهرباء ، امتصاصاً انتقائياً يمكن دراسته

الجدول ( ٢٢ - ١ )

المادة	معدود الفلكية بالانجستروم	
	فوق بنفسجى	تحت الحمراء
الزجاج الباهى	3500	20,000
الزجاج الصغرى	3800	25,000
الكوارتز	1800	40,000
الفلوريت	1250	95,000
الطح الصغرى	1750	145,000
السراخين	1800	230,000
مطروحة الكربون	1100	70,000

بسهولة عند تجنب الاستطارة بوضعها فى ظروف متجانسة مثل حثلك للبلورة أحادية ، لسائل ، أو لجامد غير متبلر . بصفة عامة ، يمكن أن يقال أن مثل هذه المواد قد تكون أكثر أو أقل شفافية للأشعة السينية وأشعة جاما ، أى لأمواج ضوء طولها الموجى أقل من ١٠ أنجستروم تقريباً . وبالتقدم نحو الأطوال الموجية الأطوال ، تصادفنا منطقة ذات امتصاص قوى عند نهاية منطقة فوق البنفسجى ، التى قد تمتد فى بعض الحالات إلى

منطقة الطيف المرئى ، أو ما يعدها ، وفي بعضها الآخر قد تتوقف في موضع ما في منطقة فوق البنفسجى القريبة ( انظر الجدول ٢٢ - ١ ) . وفي تحت الحمراء ، تصادفها أشرطة امتصاص أخرى ، إلا أن هذه تفسح أخيراً المجال لشفافية شبه تامة في منطقة أمواج الراديو . ولهذا قد نتوقع عادة للعازلات ثلاثة مناطق كبيرة للشفافية ، واحدة عند الأطوال الموجية الأقصر ، وواحدة عند الأطوال الموجية المتوسطة ( ربما تشمل المرئية ) وواحدة عند الأطوال الموجية الطويلة جداً . تختلف حدود هذه المناطق في المواد المختلفة بمقادير غير محددة ، ويمكن لمادة كالماء ، أن تكون شفافة للضوء المرئى ومعتمة للأشعة تحت الحمراء القريبة ، بينما تكون مادة أخرى كالمطاط معتمة في منطقة الطيف المرئى لكنها شفافة لتحت الحمراء .

## ٢٢ - ٤ الامتصاص بواسطة الغازات

تظهر أطيف الامتصاص لجميع الغازات تحت الضغط العادى خطوطاً معتمة ضيقة . ومن الممكن أيضاً في بعض الحالات المعينة أن توجد مناطق امتصاص متسمة ( الفقرة ٢١ - ١٢ ) ، إلا أن أبرز خاصية لأطيف الغازات هى وجود هذه الخطوط الدقيقة أو الحادة . وإذا كان الغاز أحادى الذرة كالهيليوم أو بخار الزئبق ، سيكون الطيف طيف خطى حقيقى ، موضحاً في كثير من الحالات ومتسلسلات محددة بوضوح . ويكون عدد الخطوط في طيف الامتصاص أقل دائماً من نظيرة في طيف الانبعاث . ففي حالة أنجزة المعادن القلوية مثلاً ، تشاهد فقط خطوط المتسلسلة الرئيسية تحت الظروف العادية [ الشكل ٢١ - ٨ (ى) ] . ولهذا يكون طيف الامتصاص أبسط من طيف الانبعاث . وإذا كان الغاز يتكون من جزيئات ثنائية أو عديدة الذرات ، تكون الخطوط الدقيقة أو الحادة التركيب الدورانى لأشرطة الامتصاص المميزة للجزيئات . ويكون هنا أيضاً طيف الامتصاص أبسط ، وتشاهد أشرطة أقل في الامتصاص عما في الانبعاث من نفس الغاز [ الشكل ٢١ - ٩ (د) ] .

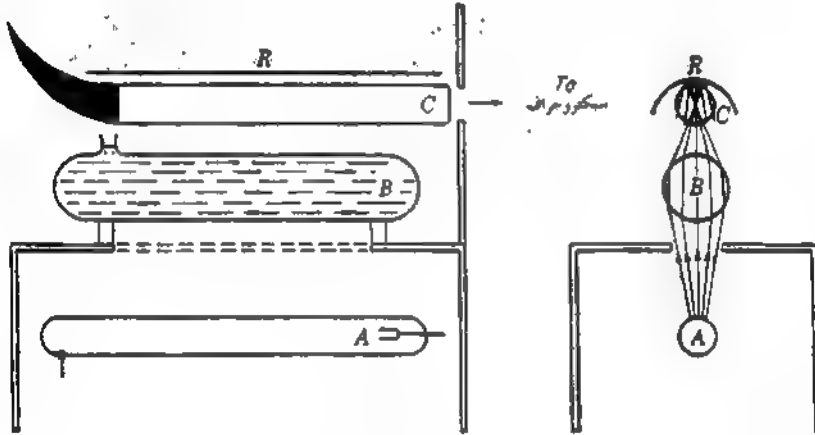
## ٢٢ - ٥ الرنين والفلورية للغازات\*

لنأخذ في الاعتبار ما يحدث لطاقة الضوء الساقط التى تزال بواسطة الغاز . إذا وجد

\* ثمة دراسة شاملة تختلف أوجه هذا الموضوع معطاة في

A. C. G. Mitchell and M. W. Zemansky, "Resonance Radiation and Excited Atoms," The Macmillan Company, New York, 1934.

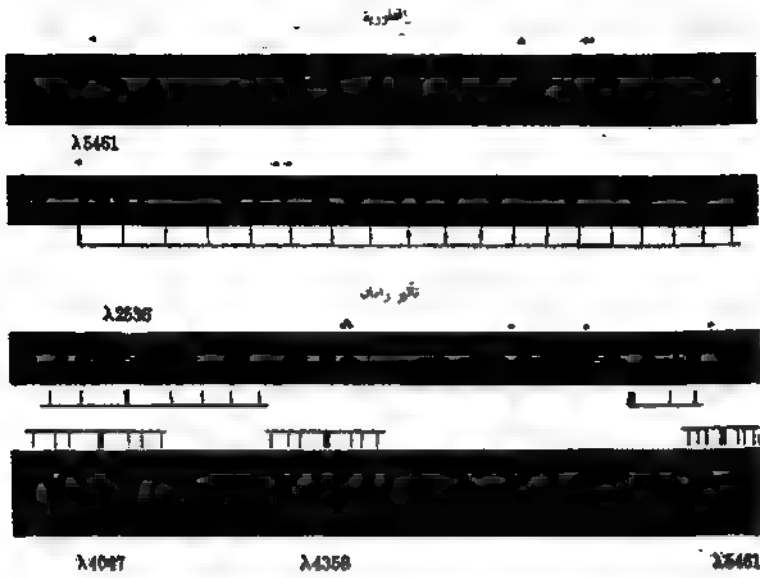
امتصاص حقيقي ، تبعاً للتعريف في الفقرة ( ٢٢ - ٢ ) ، فإن هذه الطاقة سوف تتحول بكاملها إلى حرارة ويصبح الغاز دافئاً إلى حد ما . إلا إذا كان الضغط منخفضاً جداً ، وهذه هي الحالة بصفة عامة . وبعلما تأخذ الذرة أو الجزيء طاقة من حزمة الضوء ، قد تصطدم مع جسم آخر ، وتحدث في مثل هذه التصادمات زيادة في السرعة المتوسطة للجسيمات . والفترة الزمنية التي تكون الذرة خلالها مثارة قبل التصادم حوالي  $10^{-10}$  أو  $10^{-11}$  ثانية فقط ، وبالم يحدث التصادم قبل هذا الزمن ، ستخلص الذرة من طاقتها على هيئة إشعاع . وعند الضغوط المنخفضة ، حيث يكون الزمن بين التصادمات طويلاً نسبياً ، سيصبح الغاز مصدراً ثانوياً للإشعاع ، ولن نحصل على امتصاص حقيقي . ويكون للضوء المنبعث ثانية في مثل هذه الحالات عادة نفس الطول الموجي



شكل ٢٢ - ٣ . الجهاز المستخدم لمشاهدة الفلورية لبخار اليود الطار بضوء أحادي اللون .

للضوء الساقط وعندئذ يسمى الإشعاع الرنيني . تم اكتشاف هذه الإشعاع ودراسته بتوسع بواسطة ر.و. وود\* . أصل هذه التسمية واضح ، نظراً لأن الظاهرة مماثلة لرنيتين شوكة رنانة كما سبق ذكره . وتحت بعض الظروف يكون للضوء المنبعث ثانية طول موجي أطول من نظيرة الضوء الساقط . هذه الظاهرة تسمى الفلورية . وسواء في

\* ر.و. وود ( ١٨٦٨ - ١٩٥٥ ) أستاذ الفيزياء التجريبية في جامعة جونز هوبكنز . كان رائداً في كثير من مجالات البصريات الفيزيائية وأصبح أيضاً واحداً من أعظم الشخصيات الفاضلة بالهلية في الفيزياء الأمريكية وعونه في البصريات مصممة في كتابه المختار



شكل ٢٢ - ٤ : صورة فوتوغرافية لـ (أ) طيف قوس الزئبق (ب) طيف فلورية لليود (ج) جزء مكبر من (ب) ، (د) طيف رامان للهيدروجين (بصرغ من روزيني) ، (هـ) طيف رامان لسائل رابع كلوريد الكربون (بصرغ من م. جيمسون) ، (و) قوس الزئبق .

الرين أو الفلورية ، يزال بعض الضوء من الحزمة المباشرة وستنشأ خطوط معتمة في طيف الضوء النافذ . والرين والفلورية لا يصفان مثل الاستطارة . وستوضح هذا الفرق في الفقرة (٢٢ - ١٢) .

يمكن بسهولة توضيح الاشعاع الرينى من غاز بواسطة استخدام مصباح قوس الصوديوم . توضع قطعة صغيرة من معدن الصوديوم في متفخ زجاجى يتصل بمضخة تفريغ . ويسقط الصوديوم على هيئة قطرات من أحد أجزاء المتفخ إلى الآخر بواسطة التسخين بموقد بنزن ، ومن ثم يتم تحرير كميات كبيرة من الهيدروجين محتواة دائماً في هذا المعدن . بعد الوصول إلى تفريغ عال ، يغلق المتفخ بإحكام ويتم تركيز الضوء على المتفخ بواسطة عدسة . وبطبيعة الحال يجب ملاحظة المتفخ من الجانب في غرفة مظلمة . وبالتسخين الهادئ للصوديوم باللهب ، يشاهد مخروط من الضوء الأصفر يحدد مسار الضوء الساقط . في درجات الحرارة العالية ، يصبح المخروط المتوهج أقصر ، ويرى فقط آخر الأمر كقشرة رقيقة لامعة على السطح الداخلى للزجاج .

ويمكن مشاهدة الفلورية للغاز بسهولة باستخدام بخار اليود ، الذى يتكون من جزيئات ثنائية الذرة ،  $I_2$  . سينوله الضوء الأبيض من قوس الكربون مخروطا أخضر للضوء عند تركيزه فى المتنفخ المحتوى على بخار اليود فى الفراغ عند درجة حرارة الغرفة . وتبقى تجربة مثيرة للاهتمام يمكن إجراؤها باستخدام ضوء أحادى اللون من قوس الزئبق ، كما هو موضح فى الشكل ( ٢٢ - ٣ ) . ويكون مصدر الضوء عبارة عن قوس أفقى طويل  $A$  ، بداخل صندوق له فتحة مستطيلة ضيقة أعلاه موازية للقوس . فوق هذه مباشرة توجد أنبوبة زجاجية  $B$  مملوءة بالماء . وتعمل هذه كعدسة اسطوانية لتركيز الضوء على طول محور الأنبوبة  $C$  ، المحتوية على بخار اليود فى الفراغ . وبشاهد الضوء الفلورى من البخار بمطيايف موجة نحو نافذة مستوية عند نهاية الأنبوبة  $C$  الطرف الآخر للأنبوبة مذهب ومغطى بطلاء أسود لمنع الضوء المنعكس من دخول المطيايف ، يساعد على هذا حاجز له فتحة دائرية على مقربة من النافذة . ويزيد من شدة الاستضاءة عاكس مصقول  $R$  موضوع فوق  $C$  . إذا احتوت  $B$  على محلول ييكرومات البوناسيوم وكبريتات التيوديميوم ، ينفذ فقط خط الزئبق الأخضر  $\lambda = 5461$  . الشكل ( ٢٢ - ٤ ب و ج ) تم إنتاجه من التصوير الطيفى أخذ بهذه الطريقة ، بالرغم من وجود الماء فى الأنبوبة . بجانب خطوط طيف الزئبق العادى ( موضح بنقط فى الشكل ) التى توجد كنتيجة للانعكاس العادى أو استطارة والى ( الفقرة ٢٢ - ١٠ ) ، يمكن للمرء أن يشاهد متسلسلة ذات خطوط على مسافات متساوية تقريبا تمتد من الخط الأخضر نحو الأحمر . وتمثل هذه الضوء الفلورى بطول موجى معدل .

## ٢٢ - ٦ فلورة الجوامد والسوائل

إذا أضىء جامد أو سائل بشدة بضوء يكون قادرا على الامتصاص ، فإنه قد يشع ضوء فلورى . وبعا لقانون ستوكس ، يكون طول موجة الضوء الفلورى أطول دائما من نظيره للضوء الممتص . سيتمص محلول الفلورسين فى الماء الجزء الأزرق من الضوء الأبيض وستفلور بضوء ضارب إلى الخضرة . لهذا ، تصبح حزمة الضوء الأبيض التى تمر فى المحلول مرئية من خلال انبعاث ضوء أخضر عند مشاهدته من الجانب ، إلا أنه يكون ضاربا إلى الحمرة عند النظر إليه من الطرف . وتبدى جوامد معينة مداومة الضوء المنبعث ثابتة بحيث تبقى عدة ثوان أو حتى دقائق بعد انقطاع الضوء الساقط . يسمى هذا التفسفر أو الفسفورية .

ثمة تأثيرات فلورية لافتة للنظر يمكن إنتاجها بإضاءة أجسام مختلفة بضوء فوق

بنفسجي من قوس الزئبق. ويمكن الحصول على زجاج أكسيد نيكل خاص يكون غير شفاف تماماً تقريباً بالنسبة للضوء المرئي إلا أنه ينفذ بحرية مجموعة خطوط الزئبق القوية بالقرب من  $\lambda = 3650$ . إذا خرج من الزجاج فقط هذا الضوء من القوس، فإن كثيراً من المواد العضوية وغير العضوية تصبح مرئية على وجه الحصر بواسطة ضوءها الفلوري. تظهر الأسنان براقاً بصورة غير طبيعية عند إضاءتها بضوء فوق بنفسجي، إلا أن الأسنان الصناعية تبدو معتمة تماماً. ويعزى اللون الأحمر الراق لأحجار العقيق، كمثال آخر، إلى الفلورية. انظر الباب ٣٠.

## ٢٢ - ٧ الانعكاس الانتقائي . الأشعة المتبقية

يقال عن المواد أنها تبدى انعكاساً انتقائياً عندما تنعكس أطوال موجية معينة بشدة أكبر كثيراً عن الأخرى. يحدث هذا عادة عند تلك الأطوال الموجية التي يكون فيها للوسط امتصاص قوى جداً. نتحدث الآن عن المواد العازلة، أي تلك التي تكون غير موصلة للكهرية. تكون حالة المعادن مختلفة تماماً وسأأخذ بعين الاعتبار في الباب ٢٥. وأن علاقة وثيقة هنا بين الانعكاس الانتقائي والامتصاص والاشعاع الرنيني يمكن رؤيتها من مشاهدات ممثلة أجراها ر. وود. وود مستخدماً بخار الزئبق. عند ضغط يساوي أجزاء صغيرة من المليمتر، يبين بخار الزئبق ظاهرة الاشعاع الرنيني عند إضاءته بـ  $\lambda = 2536$  من قوس الزئبق. وعندما يزداد ضغط البخار، يصبح الاشعاع الرنيني أكثر وأكثر تركيزاً تجاه سطح البخار حيث يدخل الاشعاع الساقط، أي، على الجدار الداخلي للأناء الحادى له. وفي النهاية، تتوقف رؤية الاشعاع الثانوى إلا عند النظر إليه بزاوية تناظر قانون الانعكاس وذلك عندما يصبح الضغط عالياً بدرجة كافية. عند هذه الزاوية ينعكس ٢٥٪ من الضوء الساقط بالكيفية المعتادة، والباقي يمتص ويتحول إلى حرارة بواسطة التصادمات الذرية. ومع ذلك، فهذا الانعكاس العالى، الذى يمكن مقارنته بنظيره للمعادن في هذه المنطقة، يوجد فقط لطول موجى محدد  $\lambda = 2536$ . وتنفذ بحرية الأطوال الموجية الأخرى. وفي هذه التجربة يكون لدينا بوضوح تحول مستمر من الاشعاع الرنيني إلى الانعكاس الانتقائي.

وثمة جوامد قليلة ذات أشرطة امتصاص قوية في منطقة الطيف المرئي لها أيضاً انعكاس انتقائي. صبغة القوشين بكتابة مثال. لمثل هذه المواد بريق معدني مميز بواسطة الضوء المنعكس وتكون ملونة بشدة. ترجع ألوانها إلى انعكاس عال جداً لنطاق معين من الأطوال الموجية - عالياً إلى الحد الذى يعبر عنه بالانعكاس «المعدني». وهذا هو

= نوع الانعكاس: التي ترجع إليه مسئولية لون السطح ( الفقرة ٢٢ - ١ ) . . . =

ولعل أعظم تطبيقات الانعكاس الانتقائي أهمية هي استخدامه في تحديد مواضع أشرطة الامتصاص التي تقع بعيداً في منطقة الأشعة تحت الحمراء . فعلى سبيل المثال ، وجد أن الكوارتز يعكس من ٨٠ إلى ٩٠ في المائة من الاشعاع الذي يبلغ طول موجته حوالي ٨,٥ ميكرون أو ٨٥ ألف أنجستروم . وتعتمد طريقة الأشعة المتبقية لعزل شريط ضيق من الأطوال الموجية على هذه الحقيقة\* . في الشكل ( ٢٢ - ٥ ) ، تكون S بمثابة مصدر حراري ، يعطى طيفاً مستمراً . بعد الانعكاس عن ألواح الكوارتز الأربعة  $Q_1$  إلى  $Q_4$  ، يتم تحليل الاشعاع بواسطة محزوز من السلك G وترمويل T . فوجد أنه يتكون في معظمه من الطول الموجي ٨,٥ ميكرون . وبفرض أن ٩٠٪ تنعكس من الاشعاع الذي له هذا الطول الموجي وأن ٤٪ تنعكس من الأطوال الموجية الأخرى ، تبقى من الطول الموجي السابق ذكره بعد أربعة انعكاسات  $(٠,٩)^4 = ٠,٦٦$  ، و  $(٠,٠٤)^4 = ٠,٠٠٠٠٠٢٦$  من الأطوال الموجية الأخرى . وتقاس الأطوال الموجية للأشعة المتبقية لكثير من المواد بهذه الطريقة . ومن بين أطول الأطوال الموجية المقاسة ٥٢ ، ٦٣ ، ٧٤ ، ميكرون من كلوريد الصوديوم وكلوريد البوتاسيوم وكلوريد الروبيديوم على الترتيب .

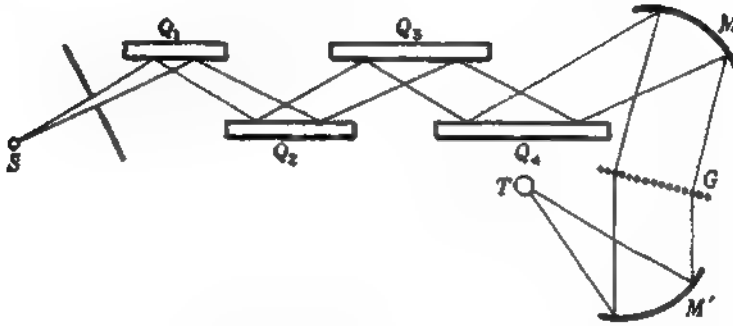
## ٢٢ - ٨ نظرية الارتباط بين الامتصاص والانعكاس

في النظرية الكهرومغناطيسية لإنتاج الاشعاع الرينى ، تم افتراض أن أمواج الضوء تسقط على المادة التي تحتوى شحنات مقيدة قابلة للاهتزاز بتردد طبيعي يساوى ذلك للموجة المؤثرة . لهذا إذا تأثرت شحنة e تخضع لمجال كهربي E بقوة eE ، وإذا تغير المجال E بتردد يساوى تماماً ذلك الذى يجب أن يهتز به الجسم المشحون ، قد تنتج سعة اهتزاز كبيرة . وكنيجة لهذا ، سيشح الجسم المشحون موجة كهرومغناطيسية لها نفس الطول الموجي . وفي غاز تحت ضغط منخفض ، حيث تكون ذراته متباعدة نسبياً عن بعضها البعض ، يمكن بدقة تحديد التردد الذى يمكن أن يمتص ، ولن توجد علاقة منتظمة بين أطوار الضوء المشع ثانية من الجسيمات المختلفة . وعندئذ ستكون الشدة

\* لمادة أكثر تحولا في هذا الموضوع ، انظر

الملاحظة من عدد  $N$  من الجسيمات متساوية  $N$  ضعفاً قدر تلك من الجسم الواحدة ( الفقرة ١٢ - ٤ ) وتكون هذه هي الحالة الفعلية للاشعاع الرنيني .

وإذا كانت الجسيمات ، من ناحية أخرى ، متقاربة جداً ويوجد بينها تأثير متبادل قوى ، كما هو الحال في السوائل والجوامد ، لن يكون الامتصاص محدوداً بتردد معين بل سيمتد خلال مدى ملحوظ . وتكون النتيجة اتفاق أطوار الضوء المشع ثانية من



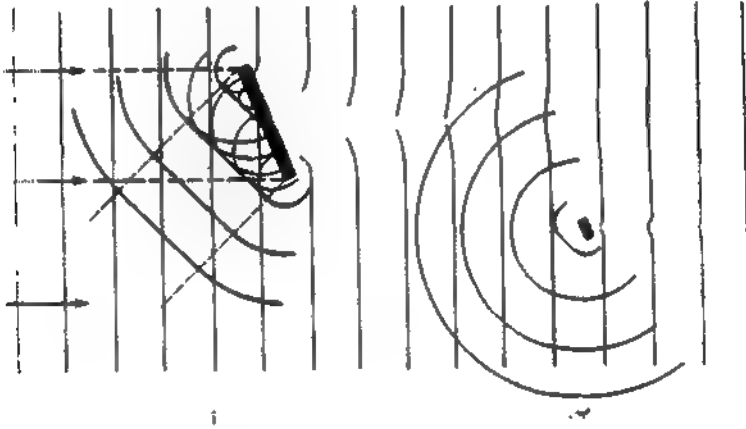
شكل ٢٢ - ٥ : الجهاز المستخدم لملاحظة الأشعة السينية بالانعكاس الانطاني .

الجسيمات المختلفة . وسيؤدي هذا إلى إنعكاس منتظم ، إذ أن الأمواج الثانوية المختلفة الصادرة من ذرات السطح ستترابط مكونة صدر موجة منعكسة تنتشر بزاوية تساوي زاوية السقوط . وهذا فعلاً هو المفهوم المستخدم تماماً في تطبيق قاعدة هيجنز لإثبات قانون الانعكاس . ومن ثم يكون الانعكاس الانتقائي أيضاً ظاهرة من ظواهر الرنين ، ويحدث بقوة بالقرب من تلك الأطوال الموجية المناظرة للترددات الطبيعية للشحنات المقيدة في المادة . ولن تسمح المادة بنفاذ ضوء له هذه الأطوال الموجية ، وبدلاً من هذا تعكسها بقوة . وقد يحدث أيضاً الامتصاص الفعلي أو تحول الطاقة الضوئية إلى حرارة إلى حد يزيد أو ينقص بسبب كبر سمات الشحنات المهتزة . وإذا لم يكن الامتصاص موجوداً على الإطلاق ستكون قوة الانعكاس ١٠٠٪ عند الأطوال الموجية المعنية .

## ٢٢ - ٩ استطارة الضوء من الجسيمات الصغيرة

الاستطارة الجانبية لحزمة ضوئية تقطع سحابة من جسيمات مادية صغيرة جداً معلقة سبق ذكرها في الفقرة ( ٢٢ - ٢ ) . وتكون هذه الظاهرة وثيقة الصلة بكل من

الانعكاس والحيود يمكن معرفته بالرجوع إلى الشكل (٢٢ - ٦) . ففي (أ) نرى حزمة ضوئية متوازية تتألف من أمواج مستوية تتقدم نحو اليمين لتسقط على سطح عاكس مستو صغير . تفصل بين صدور الأمواج المتتالية والمرسومة مسافات يساوي كل منها واحد طول موجي . ينشأ الضوء المرتد بعلاقة طورية معينة من سطح العاكس من اهتزاز الشحنات الكهربائية الموجودة في السطح . وترابط صدورا بالموجات الثانوية الكرية الناتجة بواسطة هذه الاهتزازات لتكون قطاعات قصيرة من صدور أمواج مستوية . ولا ترتبط هذه بوضوح عند حوافها بفعل الأشعة المنعكسة عند أطراف حافة ( الخطوط المتقطعة ) ، لكنها تمتد إلى حد ما تبعاً لظاهرة الحيود . ويكون توزيع شدة الضوء المنعكس مع الزاوية هو في الحقيقة ما تم استنتاجه في الفقرة (١٥ - ٢) للضوء النافذ من فتحة واحدة مستطيلة ضيقة . يحتل عرض العاكس هنا محل عرض الفتحة الضيقة ، بحيث يزداد الانتشار اتساعاً بصغر عرض العاكس بالنسبة لطول الموجة .

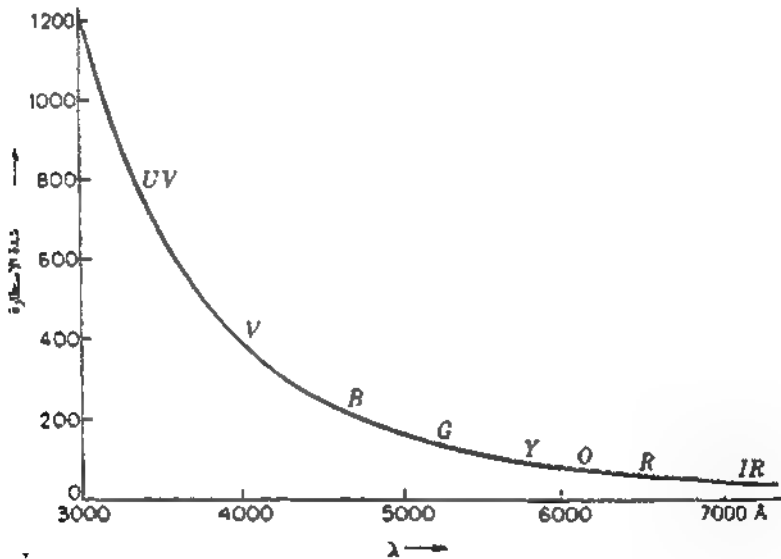


شكل ٢٢ - ٦ : الانعكاس والحيود بواسطة الأجسام الصغيرة عند مقارنتها بطول موجة الضوء .

وفي (ب) من الشكل ، يكون العاكس أصغر كثيراً من الطول الموجي ، وهنا يكون الانتشار كبيراً إلى الحد الذي لا تختلف فيه الأمواج المنعكسة عن الأمواج النافذة المنتظمة إلى اختلافاً طفيفاً . وفي هذه الحالة يقال عن الضوء المستمد من الحزمة الأولية ضوء مستطار ، بدلاً من ضوء منعكس ، نظراً لعدم إمكانية تطبيق قانون الانعكاس ولهذا تكون الاستطارة حالة خاصة من الحيود . وستكون الموجة المستطارة من جسم م

أصغر كثيرا من طول موجة الضوء كرية الشكل ، بغض النظر عن شكل الجسم سواء كان مستويا كما هو مفروض في الشكل [ ٢٢ - ٦ (ب) ] أو غير مستو . وينجم هذا من حقيقة عدم وجود تداخل بين الموجات الثانوية المنبعثة من العديد من نقاط سطح الجسم المستطير ، نظرا لأن النقط الطرفية تكون متفصلة بمسافة أقل كثيرا من الطول الموجي .

ولقد أجرى رالي\* عام ١٨٧١ أول دراسة كمية لقوانين الاستطارة بواسطة الجسيمات الصغيرة ، ومثل هذه الاستطارة تسمى استطارة رالي . وتؤدي الدراسة النظرية لهذه المشكلة إلى قانون عام لشدة الضوء المستطار ، يكون قابلا للتطبيق لأي جسيمات يختلف معامل انكسارها عن ذلك للوسط المحيط . القيد الوحيد هو أن تكون أبعاد الجسم الطولية أقل بشكل ملحوظ عن الطول الموجي . ولقد وجد ، كما يمكن أن نتوقع ، أن الشدة المستطارة تتناسب طرديا مع الشدة الساقطة ومع مربع حجم الجسيمات المسببة للاستطارة . ومع ذلك ، يعد توقف الاستطارة على الطول الموجي أعظم النتائج أهمية . من المتوقع ، في حالة حجم معين للجسيمات ، أن تكون الأمواج



شكل ٢٢ - ٧ : شدة الاستطارة كدالة للطول الموجي تبعاً لقانون رالي .

\* توحد عدة مقالات مهمة تعرض لأساسيات النظرية في

= الطويلة أقل استطارة من القصيرة ، لأن الجسيمات تمثل عوائق للأمواج تبدو صغيرة عند مقارنتها بالطول الموجي للأمواج الطويلة عن تلك القصيرة . وتكون الشدة فعلا متناسبة مع  $1/\lambda^4$  كما سيأتى برهان ذلك فى الفقرة ( ٢٢ - ١٣ ) .

$$I_s = k \frac{1}{\lambda^4}$$

ونظرا لأن الضوء الأحمر له ٧٢٠٠ تساوى ١,٨ مرة قدر الطول الموجي للضوء البنفسجى له ٤٠٠٠ ، يتبأ القانون باستطارة للضوء البنفسجى تساوى ( ١,٨ )<sup>٤</sup> أو ١٠ أضعاف تلك للضوء الأحمر ، بفرض أن الجسيمات المسببة للاستطارة أصغر كثيرا من الطول الموجي لأى من اللونين . ويمثل الشكل ( ٢٢ - ٧ ) رسما بيانيا كميًا لهذه العلاقة .

إذا استطار الضوء الأبيض من جسيمات دقيقة بدرجة كافية ، مثل تلك فى دخان التبغ ، يكون لون الضوء المستطار ضاربا إلى الزرقة . وإذا زاد حجم الجسيمات حتى لا تظل صغيرة عند مقارنتها بالطول الموجي يصبح الضوء أبيضاً ، كنتيجة للانعكاس المنتشر من سطح الجسيمات . ولقد تمت عمليا دراسة اللون الأزرق الملاحظ عند وجود جسيمات صغيرا جدا وتوقفه على حجم الجسيمات بواسطة توندال\* ، الذى كثيرا ما يقرن اسمه بهذه الظاهرة . فغبار الطباشير من المسحاة الذى يعترض حزمة ضوئية من قوس الكربون ، سيوضح إلى حد كبير الضوء الأبيض المستطارة بفعل الجسيمات الكبيرة .

## ٢٢ - ١٠ الاستطارة الجزيئية

إذا سمح لحزمة ضوئية قوية من ضوء الشمس بالمرور خلال سائل نقى معد بعناية ليكون حاليا من جسيمات الغبار المعلقة بقدرة الإمكان ، إلخ ، سيتضح من المشاهدات فى غرفة مظلمة وجود كمية صغيرة من ضوء ضارب للزرقة مستطار من جنب الحزمة . وبالرغم من أن بعض هذا الضوء يرجع إلى جسيمات مجهرية فى المعلق يكون من المستحيل التخلص منها كلية ، تظهر كمية معينة ترجع إلى الاستطارة بواسطة جزيئات السائل المنعقدة . لكن المثير للدهشة أن الاستطارة من السوائل تكون ضعيفة بسبب التركيب

\* جون توندال ( ١٨٢٠ - ١٨٩٣ ) - فيزيائى بريطانى ، مدير المعهد الملكى بعد عام ١٨٩٧ ورميل فرادى كان توندال معروفا بقدرته على تبسيط المكتشفات العلمية وتفسيرها .

الشديد للجزيئات الموجودة ، إذ تكون فعلاً ، أشد ضعفاً من الاستطارة الناتجة عن عدد مماثل من جزيئات الغاز . ففي الحالة الأخيرة ، تكون الجزيئات موزعة عشوائياً في الفضاء ، وتكون أطوار الأمواج المستطارة بواسطة الجزيئات المختلفة في أى اتجاه ما عدا الاتجاه الأمامى عشوائية تماماً . ولعدد  $N$  من الجزيئات تكون الشدة المحصلة تماماً  $N$  ضعفاً من تلك الشدة المستطارة من جزيء واحد منفرد ( انظر الفقرة ١٢ - ٤ ) . ويكون للتوزيع الفضائى درجة معينة من الانتظام في سائل ما وحتى في جامد . وتعمل القوى بين الجزيئات ، أكثر من هذا ، على تلائم العلاقات بين الأطوار ( الفقرة ٢٢ - ٨ ) . وتكون النتيجة أن الاستطارة من السوائل أو الجوامد ضعيفة جداً في جميع الاتجاهات فيما عدا الاتجاه الأمامى . وتكون الأمواج المستطارة إلى الأمام قوية وتلعب دوراً أساسياً في تعيين سرعة الضوء في الوسط ، كما سنرى في الباب التالى .

تكون الاستطارة الجانبية من الغازات ضعيفة أيضاً ، إلا أن هذا الضعف يرجع إلى العدد الصغير من مراكز الاستطارة . وعندما يكون متاحاً سمك كبير من الغاز كما هو الحال في غلافنا الجوى يكون من السهل مشاهدة الضوء المستطار . ولقد بين رالى عملياً أن كل الضوء الذى نراه في السماء الصافية يرجع إلى الاستطارة بواسطة جزيئات الهواء . وإذا لم تكن كذلك لغلافنا الجوى ، تبدو السماء معتمة تماماً . ونسب الاستطارة الجزيئية فعلاً كمية مناسبة من الضوء تصل إلى المشاهد في اتجاهات تصنع زاوية مع اتجاه ضوء الشمس المباشر ، ولذلك تبدو السماء براقية . ويكون لونها الأزرق نتيجة لاستطارة الأمواج القصيرة بنسبة أكبر . ولقد قام رالى بقياس كمية الضوء بالنسبة للأطوال الموجية المختلفة في ضوء السماء ووجد اتفاقاً كبيراً شبه تام مع قانون  $I/\lambda^4$  . وتكون نفس الظاهرة مسئولة عن اللون الأحمر للشمس وللسماء المحيطة بها وقت الغروب . ففي هذه الحالة تستبعد الاستطارة الأشعة الزرقاء من الحزمة المباشرة بدرجة أكبر مما تفعل للأشعة الحمراء . ويعطى السمك الكبير المقطوع من الغلاف الجوى الضوء النافذ لونه الأحمر الحاد . وثمة تجربة لتوضيح كل من زرقة السماء وإحمرار الشمس عند الغروب يأتي وصفها في الفقرتين ( ٢٤ - ١٥ ) ، ( ٢٤ - ١٦ ) .

## ٢٢ - ١١ تأثير رامان \*

يكون بمثابة استطارة مع تغير الطول الموجي ويشبه إلى حد ما الفلورية . إلا أنه يختلف عنها من وجهتين هامتين . ففي المكان الأول ، يجب أن يكون للضوء الساقط على المادة المسببة للاستطارة طول موجي غير مناظر لأي من خطوط أو شرائط الامتصاص للمادة . وإلا نحصل على الفلورية ، كما في التجربة الموضحة في الفقرة ( ٢٢ - ٥ ) ، حيث يمتص الخط الأخضر للزئبق بواسطة بخار البود . وفي المكان الثاني ، تكون شدة الضوء المستطار في تأثير رامان أقل كثيرا في الشدة عن معظم الضوء الفلوري . وهذا السبب يكون من الصعب نوعا ما اكتشاف تأثير رامان ، ولذلك ينبغي تسجيل المشاهدات بواسطة التصوير الفوتوغرافي .

يبدأ الجهاز الموضح في الشكل ( ٢٢ - ٣ ) جيدا لمشاهدات تأثير رامان \*\*. ولهذا الفرض يجب استخدام سائل أو غاز يكون شفافا للضوء الساقط على الأنبوبة C . ويكون من الملائم ملء الأنبوبة B بمحلول مركز من نترات الصوديوم ، إذا أنه يمتص الخطوط فوق البنفسجية لقوس الزئبق إلا أنه يسمح بنفاذ الخط الأزرق - البنفسجي  $\lambda = 4358$  بشدة كبيرة . وبين الشكل [ ٢٢ - ٤ (هـ) ] طيف رامان لـ  $CCl_4$  . وستبين أن نفس مجموعة خطوط رامان تكون مشارة بواسطة كل من خطوط الزئبق القوية . ويوضح الشكل [ ٢١ - ٤ (د) ] طيف رامان لغاز الهيدروجين ، ويكون في هذه الحالة ٢٥٣٦ . وثمة خطوط أضعف ترى أحيانا في الجانب البنفسجي ، أثنان منها مرئيان في (د) وثلاثة في (هـ) . ويشاهد هذا أحيانا في حالة الفلورية . ونظراً لأن الضوء المعدل في هذه الخطوط له طول موجي أقصر عن ذلك في الضوء الساقط ، يكون هذا بمثابة خروج على قانون استوكس ( الفقرة ٢٢ - ٦ ) وتسمى مقابل خطوط استوكس .

\* س.ت. رامان ( ١٨٨٨ - ١٩٧١ ) أستاذ الفيزياء في جامعة كالكونا . منح جائزة نوبل عام ١٩٣٠ لبحوثه في الاستطارة ولاكتشافه للتأثير الذي يحمل اسمه .

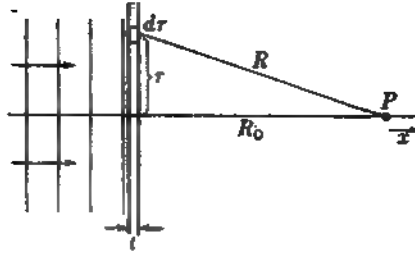
\*\* لوصف معظم الطرق الفعالة لملاحظة أطياف رامان ارجع إلى

## ٢٢ - ١٢ نظرية الاستطارة

عندما تمر موجة كهرومغناطيسية بجسيم مشحون قصير قليل المرونة ، فإنها تدفع الجسيم إلى الحركة بواسطة مجال كهربي  $E$  . ولقد أخذنا في الاعتبار الحالة التي يكون فيها تردد الموجة مساويا لتردد الطبيعي للاهتزازة الحرة للجسيم ، في الفقرة ( ٢٢ - ٨ ) . وعندئذ حصلنا على الرنين والفلورية تحت ظروف خاصة ، والانعكاس الانتقائي تحت ظروف أخرى . وتظهر الاستطارة من ناحية أخرى لترددات لا تناظر التردد الطبيعي للجسيمات . وتكون الحركة المحصلة عندئذ واحدة من الاهتزازات القسرية . وإذا كان القسرية الجسم مقيدا بقوة تخضع لقانون هوك ، سيكون لهذه الاهتزازة نفس تردد واتجاه القوة الكهربية في الموجة . وستكون سعتها مع ذلك أصغر من تلك التي تنتج بواسطة الرنين . ولذلك ، ستكون سعة الموجة المستطارة أقل كثير ، إذ تأخذ هذه في الحسبان الضعف النسبي للاستطارة الجزئية . وسيختلف طور الاهتزازة القسرية عن ذلك للموجة الساقطة ، هذه الحقيقة تكون مسئولة عن الاختلاف في سرعة الضوء في الوسط عن تلك في الفضاء . ولهذا تكون الاستطارة هي أساس التفريق الذي سناقش في الباب التالي .

وتكون النظرية الكهرومغناطيسية قادرة أيضاً على إعطاء صورة نوعية للتغيرات في الطول الموجي التي تظهر في تأثير رامان وفي الفلورية . وإذا كان المتذبذب لمشحون مقيدا بقوة لانتصاع لقانون هوك ، وإنما لقانون أشد تعقيدا ، فإنه سيكون قادرا على أن يشع ثانياً ليس التردد المؤثر فحسب بل وأيضاً التوافقيات المختلفة لهذا التردد مع التردد الأساسي للمتذبذب ونوافقياته . ومع ذلك ، فلتفسير هذه الظواهر تفسيراً تاماً ، تكون النظرية الكهرومغناطيسية وحدها غير كافية . فهي لا تستطيع تفسير المقادير الفعلية للتغيرات في التردد ولا أن هذه تكون سائدة تجاه الترددات الأقل . ومن ثم تكون نظرية الكم مطلوبة .

تؤدي استطارة رالي إلى توزيع مميز للشدة في مختلف الاتجاهات بالنسبة لذلك في حالة الحزمة الأولية . ويكون الضوء المستطار أيضاً مستقطباً بشدة . تكون هذه السمات متفقة بصفة عامة مع توقعات النظرية الكهرومغناطيسية . وسوف نؤجل مناقشتها إلى ما بعد دراسة موضوع الاستقطاب ( انظر الفقرة ٢٤ - ١٧ ) .



شكل ٢٢ - ٨ : هندسة الاستطارة بواسطة صفيحة رقيقة .

## ٢٢ - ١٣ الاستطارة ومعامل الانكسار

حقيقة أن سرعة الضوء في المادة تختلف عن نظيرتها في الفراغ هي نتيجة الاستطارة . فالجزئيات المنفردة تبعثر جزءا معينا من الضوء الساقط عليها ، وتندخل الأمواج المستطارة مع الموجة الأولية ، محدثة تغيرا في الطور يكون مكافئا لتغير في سرعة الموجة . وسنناقش هذه العملية بتفصيل أكبر في الباب التالي ، لكن بعض الآراء المبسطة يمكن استخدامها هنا لبيان الارتباط بين الاستطارة ومعامل الانكسار .

وموضح في الشكل ( ٢٢ - ٨ ) أمواج مستوية ترتطم بلوح عريض لا نهائى من مادة شفافة ، سمكه صغير بمقارنته بطول الموجة . لنكن سعة المتجه الكهربى في هذه الموجة الساقطة الوحيدة ، بحيث يمكن تمثيله في لحظة معينة بالاستعانة بالعلاقة الأسية ( الفقرة ١٤ - ٨ ) بواسطة  $E = e^{i(kx - \omega t)}$  . إذا كان جزء الموجة المستطارة صغيرا ، فإن الاضطراب يصل إلى نقطة ما P سيكون بمثابة الموجة الأصلية أساسا ، مضافا إليه إسهام صغير يعزى إلى الضوء المستطار بواسطة كل الذرات في الصفيحة الرقيقة . ولتقدير الجزء الأخير ، نشير إلى أن شدته متناسبة مع المعامل  $\alpha$  للمعادلة ( ٢٢ - ٢ ) . يقيس هذا النقص الضئيل في الشدة بواسطة الاستطارة أثناء قطع سمك صغير  $l$  ، التى تتناسب معها الشدة المستطارة . ولهذا يكون لدينا

$$-\frac{dI}{I} = \alpha l \approx I_0 \quad ( ٢٢ - ٣ )$$

وتصبح الشدة المستطارة بذرة واحدة نظراً لوجود  $Nl$  من الذرات في كل وحدة مساحات من الصفيحة كما يلى

$$I_1 \approx \frac{\alpha_2 I}{Nt} = \frac{\alpha_2}{N}$$

والسعة

$$E_1 \approx \sqrt{\frac{\alpha_2}{N}}$$

وتظل هذه العلاقة قائمة إذا كانت الأمواج المستطارة من المراكز المختلفة غير مترابطة ، كما هو صحيح بالنسبة لجسيمات الدخان والتي تمت مناقشتها في الفقرة ( ٢٢ - ٢ ) . ويجب أن تؤخذ الحالة الحاضرة لاستطارة رالي في الاتجاه الأمامي كحالة مترابطة ، مع ذلك ، لترك جميع الأمواج المسبب للاستطارة في طور واحد بالنسبة لبعضها البعض . وعندئذ ينبغي أن نجمع السعات بدلا من الشدات ، وتكون السعة المستطارة الكلية هي

$$E_s \approx Nt \sqrt{\frac{\alpha_2}{N}} = t\sqrt{\alpha_2 N}$$

ويمكن الحصول على السعة المركبة عند P بإجراء التكامل لهذه الكمية على مساحة الصفيحة ، وبإضافتها إلى سعة الموجة الأولية . ونصبح المحصلة عندئذ .

$$E + E_s = e^{ikR_0} + t\sqrt{\alpha_2 N} \int_0^\infty \frac{2\pi r dr}{R} e^{ikR}$$

حيث يدخل المعامل  $1/R$  بسبب قانون التربيع العكسي . والآن نظر لأن  $R_0^2 + r^2 = R^2$  يكون لدينا  $r dr = R dR$  ويمكن كتابته التكامل كما يلي

$$\int_0^\infty \frac{2\pi}{R} e^{ikR} r dr = 2\pi \int_{R_0}^\infty e^{ikR} dR = \frac{2\pi}{ik} [e^{ikR}]_{R_0}^\infty$$

وحيث أن قطار الأمواج له دائما طول محدد ، فإن الاستطارة عندما  $R \rightarrow \infty$  لا تسهم بشيء للموجة المترابطة . بالتعويض عن الحد الأدنى للتكامل نجد أن :

$$\begin{aligned} \bar{E} + E_s &= e^{ikR_0} - t\sqrt{\alpha_2 N} \frac{\lambda}{i} e^{ikR_0} \\ &= e^{ikR_0} + t\sqrt{\alpha_2 N} i\lambda e^{ikR_0} \\ &= e^{ikR_0} (1 + i\lambda t\sqrt{\alpha_2 N}) \end{aligned}$$

وبفرضنا الأصلي ، يكون الحد الثاني بين القوسين صغيرا عند مقارنته بالحد الأول . وهذه يمكن تمييزها بأول حدين في مفكوك  $\exp i\lambda t \sqrt{\alpha_s N}$  ، ويمكن هنا مساواتها بها ، لتعطي

$$E + E_s = \exp ikR_0 \exp (i\lambda t \sqrt{\alpha_s N}) = \exp [i(kR_0 + \lambda t \sqrt{\alpha_s N})]$$

لهذا يكون طور الموجة عند P قد تغير بالمقدار  $\lambda t \sqrt{\alpha_s N}$ . لكننا نعلم ( الفقرة ١٣ - ١٥ ) أن وجود صفيحة سمكها  $t$  ومعامل انكسارها  $n$  يعطى تحلقا في الطور مقداره  $(2\pi/\lambda)(n - 1)t$ .

$$\lambda t \sqrt{\alpha_s N} = \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1)t$$

وفي النهاية

$$n - 1 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sqrt{\alpha_s N}$$

وتشمل هذه العلاقة الهامة قانون رالى للاستطارة ( الفقرة ٢٢ - ٩ ) . ونظرا لأن تكون متناسبة مع  $\alpha_s$  ، من المعادلة ( ٢٢ - ٣ ) ، تتغير الشدة المستطارة إلى ما يسوى  $1/\lambda^4$  ، بفرض أن  $n$  لا تتوقف على الطول الموجي . واستنتاجنا لم يؤخذ في الاعتبار أى امتصاص بحيث تكون المعادلة صالحة فقط للأطوال الموجية بعيدا جدا عن أى أشرطة امتصاص . وسنرى في الباب التالي كيف يسلك معامل الانكسار عندما يقترب الطول الموجي من ذلك لشريط امتصاص .

## مسائل

٢٢ - ١ أنبوبة زجاجية طولها ٣,٥٠ متراً تحتوى على غاز تحت الضغط الجوى المعتاد . إذا كان للغاز تحت هذه الظروف معامل امتصاص مقداره ٠,١٦٥٠ م<sup>-١</sup> ، أوجد الشدة النسبية للضوء النافذ

الإجابة : ٠,٥٦١ أو ٥٦,١ % .

٢٢ - ٢ أنبوبة زجاجية مجوفة طولها ٣٥,٠ سم بنوافذ عند طرفيها ، تحتوى على جسيمات دقيقة من الدخان تكون استطارة رالى . تحت هذه الظروف تنفذ ٦٥ % من الضوء . وبعد ترسيب جسيمات الدخان تنفذ ٨٥ % من الضوء . احسب قيمة (أ) معامل الاستطارة ، (ب) معامل الامتصاص .

٢٢ - ٣ قضيب من البلاستيك الجامد طول ٦٥ سم ينفذ ٨٥ % من الضوء الذى يدخله عند أحد طرفيه . عندما يتعرض لحزمة قوية من الاشعاع ، تنتج جسيمات دقيقة فيه تنشأ عنها استطارة رالى . تحت هذه الظروف المعدلة ينفذ الضوء ٥٥ % من الضوء . احسب (أ) معامل الامتصاص ، (ب) معامل الاستطارة .

٢٢ - ٤ قضيب معين من البلاستيك طول ٤٠ سم معامل امتصاصه ٠,٠٠٤٢٩ سم<sup>-١</sup> . إذا كان ٥٠ % من الضوء الذى يدخل أحد طرفيه تنفذ من الطرف الآخر . أوجد (أ) معامل الاستطارة ، (ب) المعامل الكلى .

الإجابة : (أ) ٠,٠١٣٠٤ سم<sup>-١</sup> (ب) ٠,٠١٧٣٣ سم<sup>-١</sup>

٢٢ - ٥ تبعاً للنتائج المعطاة فى هذا الباب ، هل الأشعة المتبقية لـ (أ) كلوريد الروبيديوم تنفذ بالملح الصخرى (NaCl) ، (ب) كلوريد الصوديوم تنفذ بالكوارتز ؟

٢٢ - ٦ تكون الأشعة المتبقية بعد خمسة انعكاسات من نوع معين من البلورات هي ٤,٢٥ × ١٠ مرة أكثر شدة عن إشعاع الأطوال الموجية المجاورة . بفرض أن الانعكاسية عند الأطوال الموجية الأخيرة تكون ٤,٢٥ % ، ماذا يجب أن تكون عليه الانعكاسية عند مركز شريط الامتصاص ؟

٢٢ - ٧ احسب نسبة شدق استطارة رالى لخطى الزئبق ١ = ٢٥٣٦ أنجستروم فى منطقة طيف الأشعة فوق البنفسجية و ٢ = ٤٩١٦ أنجستروم فى منطقة الأزرق - الأخضر من الطيف المرئى .

الإجابة : ١٤,١٢٣

٢٢ - ٨ يعلم المصورون أن المرشح البرتقالى يقطع الوهج الضارب إلى الزرقة للضوء المستطار وسيعطى تبايناً أفضل فى صورة المنظر الطبيعى . بفرض أن التركيب الطيفى الموضح فى الشكل ( ٢٢ - ٧ ) ، فما هو الجزء المستقطع من الضوء المستطار بواسطة المرشح الذى يمتص الضوء تحت ٥٥٠٠ أنجستروم ؟ تحدد نفاذية عدسة آلة التصوير وحساسية الفيلم مدى الطيف العادى لآلة التصوير من ٣٩٠٠ إلى ٧٢٠٠ أنجستروم .

# الفصل الثالث والعشرون

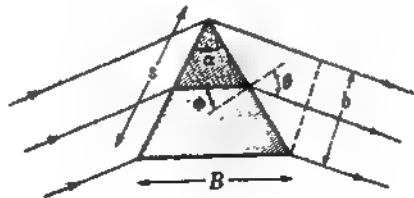
## التشتت

يتعلق موضوع التشتت بمقدار سرعة الضوء في الأوساط المادية وتغيره مع الطول الموجي . ونظراً لأن مقدار السرعة هو  $c/n$  فإن أى تغير في معامل الانكسار  $n$  يستلزم تغيراً مناظراً في مقدار السرعة . ولقد رأينا في الفقرة ١ - ٤ أن التشتت اللوني الذي يحدث بالانكسار عند سطح فاصل بين وسطين يكون بمثابة برهان مباشر على توقف معاملات الانكسار على الطول الموجي . وتعد قياسات زوايا انحراف العديد من الخطوط الطيفية بواسطة المنشور في الحقيقة أعظم الوسائل دقة لتحديد معامل الانكسار ، ومن ثم مقدار السرعة ، كدالة للطول الموجي .

### ٢٣ - ١ تشتت المنشور للضوء

عندما يمر شعاع في منشور ، كما هو مبين في الشكل ٢٣ - ١ ، يمكننا بواسطة المطياف ( الاسبيكترومتر ) قياس زوايا الخروج  $\theta$  للأطوال الموجية المختلفة . ويسمى معدل التغير  $d\theta/d\lambda$  باسم التفريق الزاوي للمنشور . ويكون ملائماً تمثيله كحاصل ضرب معاملين ، بكتابة

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} \quad (٢٣ - ١)$$



شكل ٢٣ - ١ الانكسار في المنشور في وضع النهاية الصغرى للانحراف .

يمكن تقدير المعامل الأول هندسياً فقط ، بينما يعزى الثاني الذى يعد كخاصية مميزة لمادة المنشور ببساطة إلى تفريقه عادة . وقبل أن نأخذ فى الاعتبار الكمية الأخيرة ، دعنا نقرر هندسياً المعامل  $d\theta/dn$  لمنشور ، فى الحالة الخاصة لوضع النهاية الصغرى للانحراف . ولزاوية سقوط معينة على الوجه الثانى للمنشور ، نجرى تفاضل قانون سنر للانكسار  $n = \sin \theta / \sin \phi$  مع الأخذ فى الاعتبار أن  $\sin \phi$  ثابت ، لنحصل على

$$\frac{d\theta}{dn} = \frac{\sin \phi}{\cos \theta}$$

ومع ذلك ، ليست هذه هى القيمة التى تستخدم فى المعادلة ١٣ - ١ ، التى تتطلب معدل تغير  $\theta$  لاتجاه ثابت للأشعة الساقطة على الوجه الأول . وبسبب التماثل فى حالة النهاية الصغرى للانحراف ، يكون جلياً حدوث انحرافين متساويين عند الوجهين ، ويكون المعدل الكلى للتغير مساوياً تماماً ضعف القيمة الموضحة أعلاه . وعندئذ يكون لدينا

$$\frac{d\theta}{dn} = \frac{2 \sin \phi}{\cos \theta} = \frac{2 \sin (\alpha/2)}{\cos \theta}$$

حيث  $\alpha$  زاوية رأس المنشور . وتصبح النتيجة أبسط عند التعبير عنها بدلالة الأطوال بدلاً من الزوايا. وبالإشارة إلى الأطوال الموضحة فى الشكل ٢٣ - ١ بالرموز  $B, S$  و  $b$  يمكننا أن نكتب

$$(2-23) \quad \frac{d\theta}{dn} = \frac{2s \sin (\alpha/2)}{s \cos \theta} = \frac{B}{b}$$

ولهذا يكون المعامل الهندسى المطلوب هو بالضبط النسبة بين قاعدة المنشور والمنفذ الطولى للحزمة الخارجة ، كمية لا تختلف كثيراً عن الوحدة . ويصبح التشتت أو التفريق الزاوى

$$(3-23) \quad \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{B}{b} \frac{dn}{d\lambda}$$

وفى ما يتعلق بهذه المعادلة ، ينبغي الإشارة إلى أن معادلة قوة التحليل اللوى [ المعادلة ١٥ - ١٠ ] تنتج ببساطة منها بالتعويض بـ  $\lambda/b$  عن  $d\theta$

## ٢٣ - ٢ التشتت العادى

وأنخذ المعامل الثانى فى المعادلة (٢٣ - ١) بعين الاعتبار ، دعنا نبدأ بمراجعة بعض الحقائق المعروفة عن تغير  $n$  مع  $\lambda$  . تعطى القياسات لبعض أنواع الزجاج التمودجية النتائج الموضحة فى الجداولين (٢٣ - ١) و (٢٣ - ٢) . وإذا رسمت أى مجموعة

لقيم  $n$  مقابل الطول الموجي، يتم الحصول على منحني مماثل لواحد من تلك الموضحة في الشكل ٢٣ - ٢. والمنحنيات التي يتم الحصول عليها لمناسير من مواد مختلفة ضوئياً ستختلف في التفاصيل لكنها جميعاً سيكون لها نفس الشكل العام. وتكون هذه المنحنيات بمثابة نماذج للتشيت العادية، وله ينبغي الإشارة إلى الحقائق الهامة التالية:

- (١) يزداد معامل الانكسار مع تناقص الطول الموجي.
- (٢) يصبح معدل الزيادة أكبر عند الأطوال الموجية الأقصر.
- (٣) لمواد مختلفة يكون المنحني عادة عند طول موجي معين أشد انحداراً عندما يكون معامل الانكسار أكبر.
- (٤) لا يمكن بصفة عامة الحصول على المنحني لمادة من آخر لمادة أخرى بمجرد تغيير مقياس رسم الاحداثيات.

تتفق أولى هذه الحقائق مع الملاحظة المألوفة من أنه بالانكسار بواسطة مادة شفافة يكون البنفسجي أكثر انحرافاً من الأحمر: ويمكن أيضاً التعبير عن الحقيقة الثانية بالقول أن التفريق يزداد بنقص الطول الموجي. وتنتج هذه لأن التفريق  $dn/d\lambda$  هو ميل المنحني (تمثل عادة إشارته السالبة)، الذي يزداد بانتظام نحو الطول الموجي الأقصر  $\lambda$ . وثمة نتيجة مهمة لهذا السلوك للتفريق هي أنه في الطيف المتكون بواسطة المنشور يمتد الطرف البنفسجي للطيف مسافة أكبر مما في حالة الطرف الأحمر. ولهذا يكون الطيف أبعد ما يكون عن الطيف العادي (الفقرة ١٧ - ٦). ويتضح هنا من الشكل (٢٣ - ٣)، وفيه يوضح رسم تخطيطي لطيف الهيليوم كما يعطى بواسطة مناسير من الزجاج الصخري والتاجي وبواسطة محزوز يستخدم تحت أنسب الظروف ليعطى طيفاً عادياً.

جدول ٢٣ - ١: معاملات الانكسار لعدد من الجوامد الشفافة

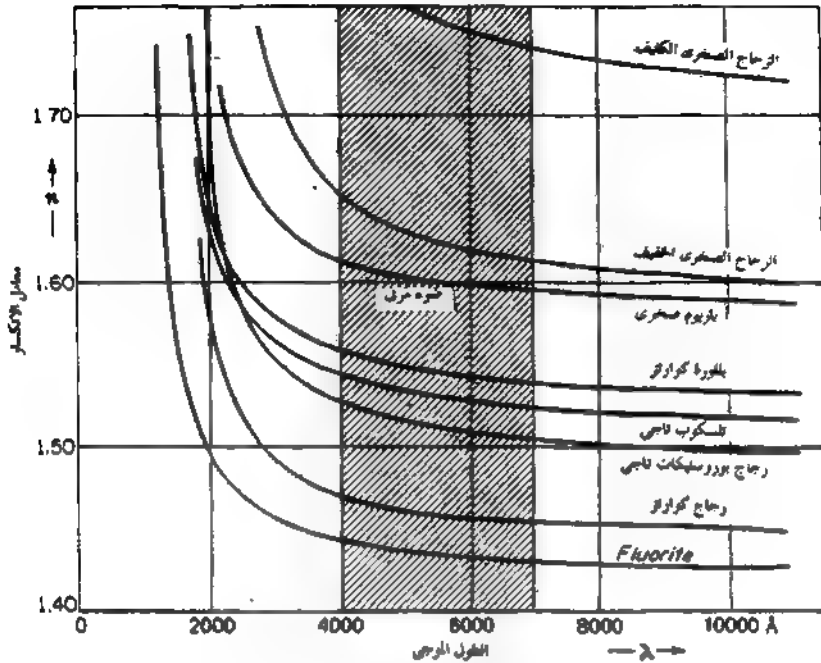
المادة	الطول الموجي للون $\lambda$ بالانكسار					
	البنفسجي	الأزرق	Green	الأصفر	البرتقالي	الأحمر
الزجاج النقي	1.5380	1.5310	1.5260	1.5225	1.5216	1.5200
الزجاج الخفيف	1.6040	1.5960	1.5910	1.5875	1.5867	1.5850
الزجاج الكثيف	1.6980	1.6836	1.6738	1.6670	1.6650	1.6620
الزجاج	1.5570	1.5510	1.5468	1.5438	1.5432	1.5420
الزجاج	2.4580	2.4439	2.4260	2.4172	2.4150	2.4100
الزجاج	1.3170	1.3136	1.3110	1.3087	1.3080	1.3060
الزجاج (SrTiO <sub>3</sub> )	2.6310	2.5106	2.4360	2.4170	2.3977	2.3740
الزجاج (الزجاج)	3.3408	3.1031	2.9529	2.9180	2.8894	2.8535

جدول ٢٢ ٢ معاملات الانكسار والتفريق لعديد من أنواع الزجاج العادية وحلدة التفريق  $1/\lambda \times 10^{-5}$

لون الموجى بالألمستروم $\lambda$	n	تسكوب تاجى $-\frac{dn}{d\lambda}$	n	تسكوب تاجى $-\frac{dn}{d\lambda}$	n	تسكوب تاجى $-\frac{dn}{d\lambda}$	n	تسكوب تاجى $-\frac{dn}{d\lambda}$
C 6563	1.52441	0.35	1.50883	0.31	1.58848	0.38	1.45640	0.27
6439	1.52490	0.36	1.50917	0.32	1.58896	0.39	1.45674	0.28
D 5890	1.52704	0.43	1.51124	0.41	1.59144	0.50	1.45845	0.35
5338	1.52989	0.58	1.51386	0.55	1.59463	0.68	1.46067	0.45
5086	1.53146	0.66	1.51534	0.63	1.59644	0.78	1.46191	0.52
F 4861	1.53303	0.78	1.51690	0.72	1.59825	0.89	1.46318	0.60
G' 4340	1.53790	1.12	1.52136	1.00	1.60367	1.23	1.46690	0.84
H 3988	1.54245	1.39	1.52546	1.26	1.60870	1.72	1.47030	1.12

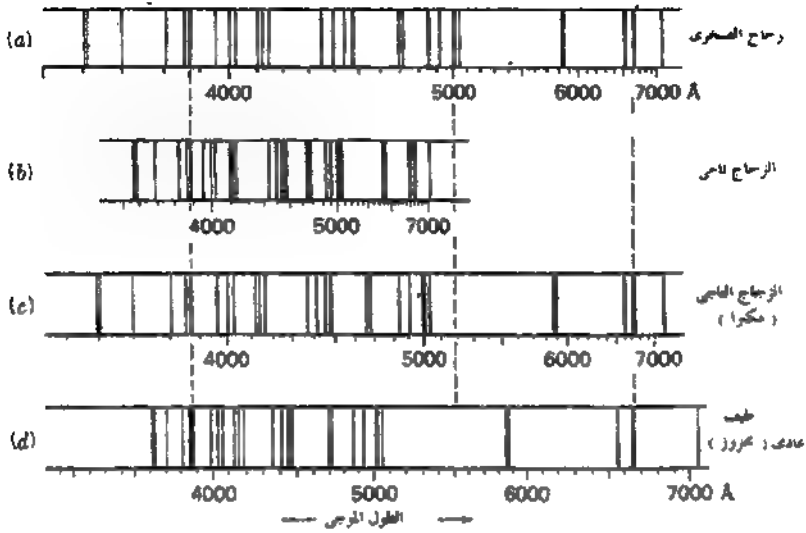
وتتطلب الحقيقة الثالثة المنصوص عليها أعلاه أن يكون للمادة ذات معامل الانكسار الأعلى تفريق  $dn/d\lambda$  أكبر كذلك . ولهذا ، بمقارنة (أ) و (ب) في الشكل ( ٢٣ - ٣ ) ، يكون للزجاج الصخرى معامل انكسار أعلى ويعطى طيفاً أطول بسبب تفريقه الأكبر . ولمقارنة المسافات النسبية بين الخطوط في (ب) بتلك في (أ) ثم تكبير الطيف المتكون بالزجاج التاجى ، في (جـ) ، للحصول على نفس الطول بين الخططين  $\lambda = 3888$  و  $\lambda = 6678$  . عند عمل هذا ، يرى عدم وجود اتفاق تام مع الخطوط في (أ) . ففى الحقيقة ، لا يمكن بحال أن تتفق تماماً الأطياف المتكونة من مناشير من مواد مختلفة في المسافات النسبية لخطوط أطيفها . وهذه نتيجة لرابع الحقائق الموضحة أعلاه ، وتبعاً لها يكون شكل منحنى التفريق مختلفاً لكل مادة . فنحنى الزجاج الصخرى في الشكل ( ٢٣ - ٢ ) له ميل أكبر عند الطرف البنفسجى ، بالنسبة لنظيره عند الأحمر ، عما يفعله منحنى الزجاج التاجى . وتبعاً لذلك ، يقال أن تفريق المواد المختلفة كنية صماء نظراً لعدم وجود علاقة بسيطة بين المنحنيات المختلفة .

تبين جميع المواد الشفافة غير الملونة تفريقاً عادياً في منطقة الطيف المرئى . وقد يكون مقدار معامل الانكسار مختلفاً تماماً في المواد المختلفة ، إلا أن تغيره مع الطول الموجى يوضح دائماً الخصائص الموضحة أعلاه . وبصفة عامة ، كلما كانت كثافة المادة أكبر كلما كان معامل انكسارها وكذلك تفريقها أكبر . على سبيل المثال ، كثافة الزجاج الصخرى حوالى ٢,٨ وهى أعلى من نظيره للزجاج التاجى العادى وهى ٢,٤ . وللماء معامل انكسار أصغر وكذلك  $dn/d\lambda$  ، في حين أنه مادة خفيفة جداً كالهواء يكون n



شكل ٢٣ - ٢ : منحنيات الشفط لعدد من المواد المختلفة المستخدمة لمادة العدسات والمنافير

عملية مساوية الوحدة وتكون  $dn/d\lambda$  مساوية الصفر تقريبا . فللهواء  $n = 1.000276$  للضوء الأحمر ( خط فروغوفر c ) ، يرتفع فقط إلى  $1.000279$  للضوء الأزرق ( الخط F ) . هذه القاعدة التي تربط الكثافة بمعامل الانكسار قاعدة كمية فقط ، ولها استثناءات كثيرة معروفة . فمثلا ، للأثير معامل انكسار أكبر من الماء (  $1.36$  ) بمقارنته بـ (  $1.33$  ) ، مع أنه أقل كثافة ، كما يمكن توضيحه بحقيقة أن الأثير يطفو فوق سطح الماء . بالمثل ، يكون الارتباط بين التفريق العالي ومعامل الانكسار العالي ارتباطاً تقريبياً فقط ، وتوجد بعض الاستثناءات للقاعدة الثالثة الموضحة فيما سبق . فالماس كثافته  $3.52$  وأحد المواد التي لها أكبر معاملات الانكسار المعروفة ، تتغير من  $2.4100$  للخط c إلى  $2.4304$  للخط F . الاختلاف في هذه القيم ، الذي يعد مقياساً للتفريق هو فقط  $0.0204$  ، بينما الزجاج الصخري الكثيف قد يعطي ما يساوي  $0.5$  لنفس الكمية .



شكل ٢٣ - ٣ : مقارنة طيف الهيليوم الناقص بواسطة اسبكتروجرافات تستخدم منشور من الزجاج  
الشمسى والزجاج الناجى مع الطيف العادى

### ٢٣ - ٣ معادلة كوشى

قام كوشى عام ١٨٣٦ م بأول محاولة ناجحة لتمثيل منحنى التشتت العادى بواسطة  
معادلة . يمكن كتابتها كما يلى

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

حيث A و B و C ثوابت تكون مميزة لأى مادة بعينها . تمثل هذه المعادلة المنحنيات فى  
منطقة الطيف المرئى ، كذلك المينة فى الشكل ( ٢٣ - ٢ ) إلى درجة ملحوظة من  
الدقة . ولإيجاد قيم الثوابت الثلاثة يكون ضروريا معرفة قيم n عند ثلاثة أطوال موجية  
مختلفة . وعندئذ يمكن كتابة ثلاث معادلات عند حلها كمعادلات آنية ، تعطى A و B  
و C . وفى بعض الأغراض يكفى من ناحية الدقة بالحدين الأول والثانى فقط ويمكن  
إيجاد الثابتين من قيم n عند طولين موجيين فقط . وتكون معادلة كوشى ذات الثابتين  
عندئذ هى :

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (٢٣ - ٤)$$

ومنها يصبح التشتت بالتفاضل

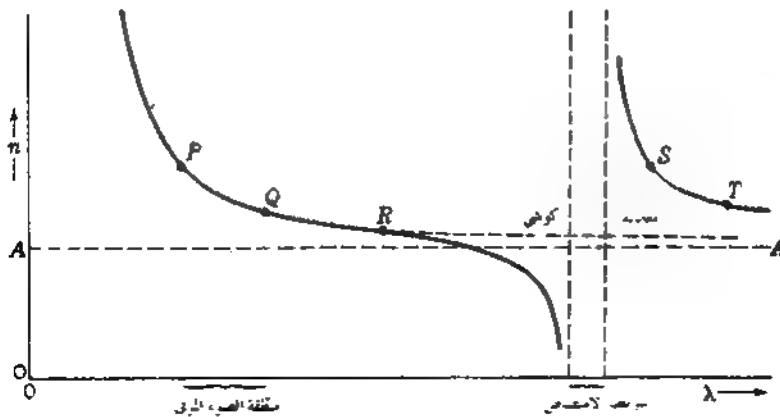
$$\frac{dn}{d\lambda} = - \frac{2B}{\lambda^3} \quad (٢٣ - ٥)$$

وهي تبين أن التشتت يتناسب تقريباً مع معكوس مكعب الطول الموجي . عند ٤٠٠٠ أنجستروم سيكون التفريق ٨ أمثال نظيره عند ٨٠٠٠ أنجستروم . وترجع الإشارة السالبة إلى الميل السالب المعتاد لمنحنى التفريق .

ولقد ثبت فيما بعد أن الاستدلال النظري الذي بنى كوشى عليه معادلته استدلال غير حقيقى ، ولهذا يمكن اعتبارها معادلة وضعية بصفة جوهرية . وبغض النظر فهي قابلة للتطبيق بكيفية وافية جداً لحالات التفريق العادى وهي معادلة مفيدة من وجهة النظر العملية . وسنبين فيما بعد أنها حالة خاصة من معادلة أكثر شمولاً لها أساس نظري راسخ .

### ٢٣ - ٤ التشتت الشاذ

إذا امتدت قياسات معامل الانكسار لمادة شفافة مثل الكوارتز إلى منطقة الأشعة تحت الحمراء من الطيف ، يبدأ منحنى التفريق في بيان انحرافات ملحوظة عن معادلة كوشى . ويكون الانحراف دائماً من النوع المين في الشكل ( ٢٣ - ٤ ) ، وفيه يلاحظ أن معامل الانكسار بدءاً من النقطة R يقل بسرعة عما تتطلبه معادلة كوشى التي تمثل قيم  $n$  في منطقة الطيف المرئى ( بين P و Q ) بدقة كافية . تتبأ هذه المعادلة بنقص منتظم في القيم  $\lambda$  الكبيرة ( الخط المتقطع ) ، يقترب المعامل من القيمة الحدية A عندما تقترب  $\lambda$  من ما لانهاية [ المعادلة ( ٢٣ - ٤ ) ] . وعلى النقيض من ذلك ، تتناقص قيمة  $n$  المقاسة بسرعة أكبر وأكبر عندما تقترب من منطقة ما من الأشعة تحت الحمراء حيث



شكل ٢٣ - ٤ : التشتت الشاذ لمادة شفافة كالقوارتز في منطقة الأشعة تحت الحمراء

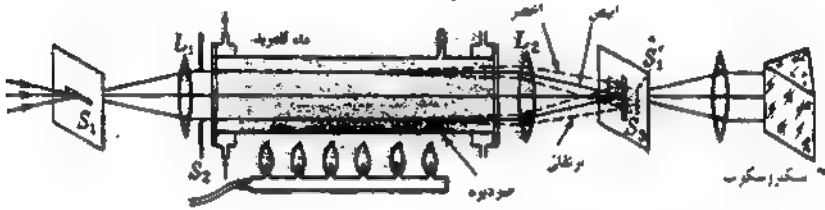
يتوقف نفاذ الضوء تماماً . يكون هذا بمثابة شريط امتصاص ( الفقرة ٢٢ - ٣ ) أى منطقة امتصاص انتقائي ، يكون موصفها مميزاً للمادة . ولا يمكن قياس  $n$  عادة داخل شريط الامتصاص لأن المادة لا تسمح بنفاذ الإشعاع لهذا الطول الموجي .

ولقد وجد أن معامل الانكسار على جانب شريط الامتصاص من ناحية الطول الموجي الأطول يكون عالياً جداً ، وبأخذ في التناقص بسرعة أول الأمر ثم بعدئذ يبطئه بالابتعاد عن شريط الامتصاص . ويمكن لمعادلة كوشى أن تمثل ثانية النتائج في المدى من  $S$  إلى  $T$  ولكن بثوابت أخرى . وبوضوح ، سيكون الثابت  $A$  أكبر .

ووجود عدم استمرارية كبيرة في منحنى التفريق عند عبوره شريط الامتصاص يكون باعثاً على التفريق الشاذ . يكون التفريق شاذاً إذ أنه في المنطقة المجلورة يكون للأطوال الموجية الأطول قيم أعلى لمعامل الانكسار  $n$  وأكثر إنكساراً عن تلك الأقصر . ولقد اكتشفت هذه الظاهرة في مواد معينة مثل صبغة النوشين وبخار اليود التي تقع أشرطة امتصاصها في منطقة الطيف المرئي : فمنتشر مصنوع من مثل هذه المادة سيحرف الأشعة الحمراء أكثر من الأشعة البنفسجية ، محطياً طيفاً يكون مختلفاً جداً عن ذلك المتكون بواسطة مادة ذات تفريق عادي . وعندما تم أخيراً اكتشاف أن المواد الشفافة مثل الزجاج والكوارتز لها مناطق امتصاص انتقائي في منطقتي الأشعة تحت الحمراء وفوق البنفسجية . ومن ثم تبدى تفريقاً شاذاً في هذه المناطق ، ولقد رؤى أن التعبير « شاذ » غير ملائم . ولا توجد مادة تخلو من الامتصاص الانتقائي عند بعض الأطوال الموجية ، ومن ثم تكون الظاهرة ، بعيداً عن كونها شاذة ، عامة تماماً . ويوجد فقط ما يسمى التشتت العادي عندما نشاهد تلك الأطوال الموجية التي تقع بين شريطي امتصاص وبعداً تماماً عنهما . وبغض النظر عن الاحتفاظ بالتعبير « التفريق الشاذ » إلا أنه أكثر قليلاً من الأهمية التاريخية .

وثمة تجربة أكثر إثارة لبيان التشتت الشاذ لبخار الصوديوم في المنطقة المجاورة لثنائي الصوديوم الأصفر  $D$  تم ابتكارها بواسطة ر . و . وود عام ١٩٠٤ . عندما يمر الضوء خلال بخار الصوديوم فإنه يعاني امتصاصاً انتقائياً قوياً عند هذين الخططين المكونين للحط الثنائي المتقارب للأطوال الموجية ٥٨٩٠ و ٥٨٩٦ أنجستروم . عند الأطوال الموجية البعيدة عن هاتين القيمتين ، يكون معامل الانكسار أكبر قليلاً من الواحد الصحيح كما هو متوقع في حالة الغاز . وعندما تكون كثافة بخار الصوديوم مناسبة يمر معامل

الانكسار في المنطقة المجاورة للخطين D بمرحلة التفريق الشاذ ( بالتحديد مرحلتين متقاربتين جداً ) من النوع المين في الشكل ( ٢٣ - ٤ ) . وعند الاقتراب من الخطين D من الجانب ذي الأطوال الموجية الأقصر يبدأ  $n$  في التناقص بسرعة ، ليصبح أقل كثيراً من الواحد الصحيح عندما يصبح أقرب ما يكون منهما . وعلى الجانب الآخر ، يكون معامل الانكسار عالياً جداً ثم ينخفض بسرعة نحو الواحد الصحيح مع زيادة



شكل ٢٣ - ٥ : الجهاز المستخدم لملاحظة التشتت الشاذ لبخار الصوديوم .

وليبيان هذه الظاهرة بطريقة مباشرة استخدم وود فكرة إمكان عمل مكافئ لمنشور بخار الصوديوم وذلك بتبخير المعدن في أنبوبة مفرغة جزئياً إذا سخنت الأنبوبة من قاعها . والجهاز المستخدم مبين في الشكل ( ٢٣ - ٥ ) . ولقد وضع عدداً من قطع الصوديوم على امتداد قاع أنبوبة من الصلب مزودة بنوافذ زجاجية وفتحة للضغط وتبرد عند نهايتها بالماء . وثمة ضوء أبيض من فتحة ضيقة أفقية  $S_1$  يصبح متوازياً بواسطة عدسة  $L_1$  وبعد نفاذه من الأنبوبة ، يكون صورة أفقية  $S_1$  على شق رأسى  $S_3$  لمطيف يعمل بمنشور عاوى . وعندما تكون أنبوبة الصوديوم باردة ، ستكون  $S_1$  حادة وهى بمثابة صورة بيضاء تضيء نقطة واحدة عند شق المطيف ، وستنتشر هذه على هيئة طيف مستمر أفقى ضيق فى المستوى البؤرى لآلة تصوير المطيف . وإذا فرغ الأنبوبة إلى ضغط حوالى ٢ سم وسخن الصوديوم بصف من مواقد الغاز ، سيتبخّر ببطء وينتشر البخار إلى أعلى خلال الغاز المتبقى فى الأنبوبة . ويكون هذا مكافئاً لمنشور من البخار ، الحافة الكاسرة للمنشور عمودية على مستوى الشكل ويزداد سمكها بالاتجاه إلى أسفل . سيكون هذا المنشور طيفاً شاذاً على  $S_3$  ، تنحرف فيه الأطوال الموجية الأقصر من الأصفر ، أى على الجانب الأخضر ، إلى أعلى نظراً لأن معاملات انكسارها  $n$  أقل من الواحد ، وتنحرف الأطوال الموجية الأطول ( على الجانب البرتقالى ) إلى أسفل . وكتيجة لذلك ، نتوقع مشاهدة أن الطيف سينحرف فى المطيف إلى أعلى على الجانب



شكل ٢٣ - ٦ : الشدث الشاذ لبخار الصوديوم عند ثلاث كثافة غظفة للغاز ( بصريح كاربر ) .

الأخضر من الخط الثاني D وإلى أسفل على الجانب الأحمر ( تنعكس للاتجاهات فعلاً لأن المطياف يقلب صورة الشق ) . وثمة صور فوتوغرافية ثلاث للأطياف الناتجة عن كثافات مختلفة للبخار موضحة فعلاً في الشكل ( ٢٣ - ٦ ) . وكنتيجة للانقلاب المشار إليه سابقاً ، تكون الصور الفوتوغرافية نوعياً بمثابة رسم يباني لـ  $n$  مقابل  $\lambda$  كما في الشكل ( ٢٣ - ٤ ) . وعند إجراء هذه التجربة عملياً ، يكون مطلوباً إدخال بعض التحسينات ، ومن أهمها إدخال حاجز إضافي  $S_2$  لانتقاء جزء البخار الذي يكون مجال الكثافة عنده أكثر إنتظاماً . \*

### ٢٣ - ٥ معادلة سلمير

قد رأينا أن معادلة كوشى غير قادرة على تمثيل منحنى التفريق في منطقة التفريق الشاذ . ولقد كان أول نجاح لاستنتاج معادلة أكثر قابلية للتطبيق العام أمكن الحصول

R. W. Wood,

\* لتعاصيل أكثر عن الطريقة التجريبية يمكن الرجوع إلى

"Physical Optics." 3d ed., pp 492-496, The Macmillan Company, New York, 1934;  
reprinted (paperback) Dover Publications, Inc., New York, 1968.

عليها بافتراض ميكانيزم يمكن بواسطته للوسط أن يؤثر على سرعة موجة الضوء . إذ يفترض أن الوسط يحتوى على جسيمات مرتبطة بقوة مرونة ، تكون قادرة على الاهتزاز بتردد محدود معين  $\nu_0$  . هذا ما يسمى « التردد الطبيعي » أى ، تهتز الجسيمات به فى حالة عدم وجود قوة دورية ، ويكون شبيهاً بالتردد الطبيعي الذى سبق ذكره فى الفقرة ( ٢٢ - ٨ ) مرتبطاً بالامتصاص والانعكاس الانتقائى . وبفرض أن مرور أمواج الضوء فى الوسط يولد عندئذ قوة دورية تؤثر على الجسيمات بسبب اهتزازها . إذا كان التردد لها للأمواج الضوء لا يتفق مع  $\nu_0$  . ستكون الاهتزازات قسرية وذات سعات صغيرة نسبياً تردددها  $\nu$  . وعندما يقترب تردد الضوء من  $\nu_0$  ، ستكون إستجابة الجسيمات أكبر ، وستبنى سعات كبيرة جداً بالرنين عندما يكون  $\nu = \nu_0$  تماماً . وهذه الاهتزازات بدورها ستفاعل مع موجة الضوء وتغير من سرعتها . وثمة دراسة نظرية لهذا الميكانيزم قام بها سليمير عام ١٨٧١ وحصل من خلالها على المعادلة

$$( ٢٣ - ٦ ) \quad n^2 = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

وتحتوى هذه المعادلة على ثابتين هما  $A$  و  $\lambda_0$  . يرتبط الثابت الأخير بالتردد الطبيعي للجسيمات بالعلاقة  $\nu_0\lambda_0 = c$  . لذلك يكون  $\lambda_0$  هو الطول الموجى فى الفراغ المداظر للتردد  $\nu_0$  . وللسماح بإمكانية وجود العديد من الترددات الطبيعية المختلفة ، يمكن كتابة المعادلة فى متسلسلة حدودها .

$$( ٢٣ - ٧ ) \quad n^2 = 1 + \frac{A_0\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \dots = 1 + \sum_i \frac{A_i\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

وفىها تمثل  $\lambda_0, \lambda_1, \dots$  الترددات الطبيعية الممكنة . وتكون الثوابت  $A_i$  متناسبة مع عدد المتذبذبات القادرة على الاهتزاز بهذه الترددات .

والشكل ( ٢٣ - ٧ ) بمثابة رسم يبان لـ  $n$  مقابل  $\lambda$  تبعاً للمعادلة ( ٢٣ - ٧ ) بفرض ترددين طبيعيين . عندما تقترب  $\lambda$  من  $\lambda_0$  أو  $\lambda_1$  تتحول  $n$  إلى  $+\infty$  أو  $-\infty$  . على جانب الطول الموجى الأقصر أو الطول الموجى الأطول ، نظراً لأن المقام لأحد الحدود فى المعادلة ( ٢٣ - ٧ ) تتحول إلى الصفر . وثمة خصائص هامة أخرى للمنحنى تبقى الإشارة إليها هى أن  $n$  تقترب من الوحدة عندما تقترب  $\lambda$  من الصفر ، فى حين أن  $n^2$  تأخذ القيمة  $1 + \sum_i A_i$  عند  $\lambda = \infty$

تمثل معادلة سليمير تحسناً كبيراً عن معادلة كوشى وهى ماثلة فى الحقيقة تلك المستنتجة من النظرية الكهرومغناطيسية بالاستعانة بقروض بسيطة [ أنظر المعادلة

( ٢٣ - ٨ ) . وهي لا تأخذ في الحسبان التعريف الشاذ فحسب بل وتعطى أيضاً تمثيلاً صحيحاً لمعامل الانكسار  $n$  في المناطق البعيدة عن أشرطة الامتصاص أفضل مما تفعله معادلة كوشى بنفس العدد من الثوابت . وكون معادلة كوشى بمثابة تقريب لمعادلة سلمير يمكن إدراكه بكتابة المعادلة ( ٢٣ - ٦ ) في الصورة .

$$n^2 = 1 + \frac{A}{1 - (\lambda_0^2/\lambda^2)}$$

بإيجاد مفكوكها باستخدام نظرية ذات المبدئين نجد أن :

$$n^2 = 1 + A \left( 1 + \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2} + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} + \dots \right)$$

ولذلك الجزء من منحنى التشتت حيث  $\lambda$  أكبر كثيراً من  $\lambda_0$  يمكن إهمال حدود  $\lambda_0/\lambda$  ذات القوى الأعلى لصغرهما وبتج

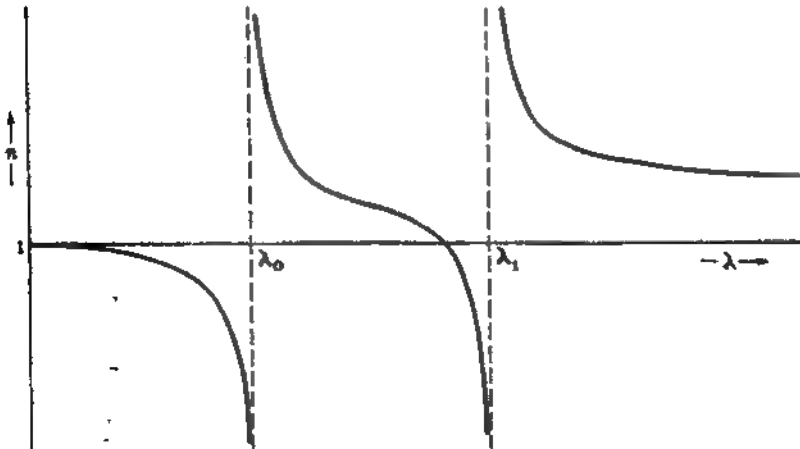
$$n^2 = 1 + A + A \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}$$

بوضع  $M$  for  $1 + A$  and  $N$  for  $A\lambda_0^2$  نحصل على

$$n = (M + N\lambda^{-2})^{1/2}$$

وبإيجاد مفكوكها من جديد نحصل على

$$n = M^{1/2} + \frac{N}{2M^{1/2}\lambda^2} + \frac{N^2}{8M^{3/2}\lambda^4} + \dots$$



شكل ٢٣ - ٧ . منحنيات التفريق النظرية مطعة بواسطة معادلة سلمير لوسط له ترددان طبيعيان

و بإهمال القوى الأعلى ل  $1/\lambda$  ينتج .

$$n = P + \frac{Q}{\lambda^2} + \frac{R}{\lambda^4}$$

وهذه هي معادلة كوشي المعطاة في الفقرة ٢٣ - ٣

وثمة تجربة بناءة لتوضيح منشأ التشتت يمكن إجراؤها ببندول بسيط ، يؤصل بكرته شريط خفيف من المطاط . إذا أمسك طرف الشريط المطاط باليد وحرك إلى الأمام وإلى الخلف ، تتولد قووة دورية على البندول شبيهة بتأثير موجة الضوء على أحد المتذبذبات في الوسط . إذا كان تردد حركة اليد كبيراً جداً بمقارنته بالتردد الطبيعي للبندول ، ستظل الكرة عملياً بدون حركة تقريباً . وهذا يناظر موجة ذات تردد عال وطول موجة قصير ، لا تتأثر سرعتها عملياً بوجود المتذبذبات . وفي الشكل ( ٢٣ - ٧ ) يتضح أن  $n$  يقترب من الواحد الصحيح عندما يقترب من الصفر ، ولذا تصبح السرعة ماثلة لتلك في الفضاء الحر .

والآن إذا تحركت اليد بتردد أكبر قليلاً عن تردد البندول ، عندئذ سيهتز البندول مع اختلاف في الطور عن حركة اليد مقداره  $٥١٨٠$  . ويكون شريط المطاط ، تحت هذه الظروف ، مشدوداً بشكل ملحوظ عندما تكون إزاحات اليد والكرة في اتجاهين متضادين ولذا يولد أقصى قوة على اليد ، تعمل على جذبها عائدة إلى الموضع المركزي . ويقابل هذا قوة استرداد متزايدة على « الأثير » الذي تنتشر فيه الموجة ، ومن ثم إلى زيادة سرعة الموجة . ولهذا ، يصبح  $n$  في الشكل ( ٢٣ - ٧ ) أقل من الواحد بشكل ملحوظ عند طول موجي أقل قليلاً من  $\lambda_0$  . وفي النهاية ، عند جعل تردد حركة اليد أقل من التردد الطبيعي ، سينبع البندول حركة اليد ، متفقاً عملياً معها في الطور . وفي هذه الحالة ، سيولد شريط المطاط قوى صغيرة على اليد نظراً لأن إزاحات البندول تكون في نفس الاتجاه وتكون القوى أقل عما هي عليه إذا كان البندول ساكناً ، ويكون هذا مناظراً لقوى استرداد متناقصة على الأثير . ولهذا تتناقص سرعة الموجة ويكون  $n$  أكبر من واحد على جانب الطول الموجي الأطول من  $\lambda_0$  .

وعدم الاستمرارية الكبير في منحنى التشتت عند  $\lambda_0$  يمكن عندئذ ملاحظته كنتيجة للتغير المفاجيء في الطور بمقدار  $٥١٨٠$  للمتذبذب بالنسبة للاهتزازة المؤثرة أثناء مرورها عبر التردد الرنيني . ويمكن بيان هذا التأثير مباشرة بتعليق ثلاثة بندولات جنباً لجنب في قضيب أفقي مثبت من أحد طرفيه . يكون البندول الأوسط أثقلها ويقابل موجة الأثير

بينما يكون الآخران خفيفتين جداً ، وإذا كان أحدهما أطول قليلاً والآخر أقصر قليلاً من البندول الثقيل . عندما يهتز البندول الأوسط سيهتز البندولان الأخفان بطورين متضادين ، حيث يتفق الأقصر تقريباً في الطور مع الإهتزازة المؤثرة .

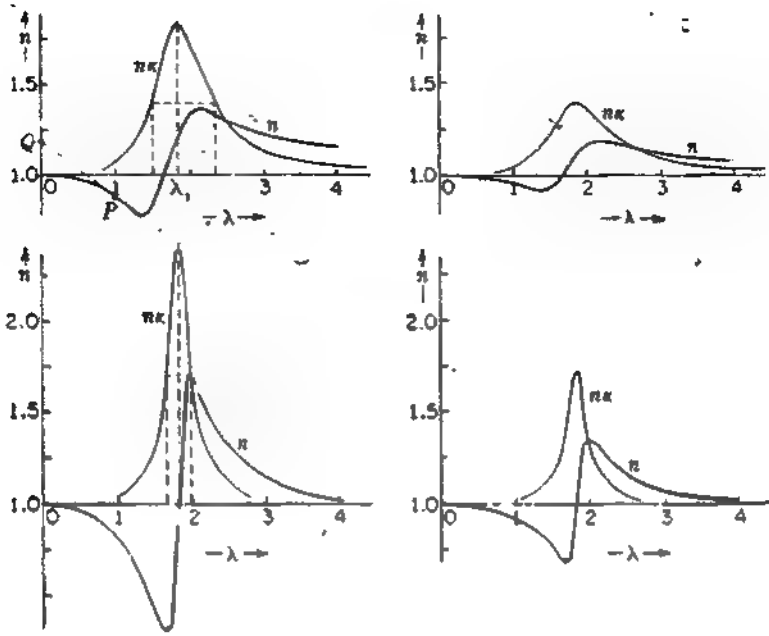
## ٢٣ - ٦ تأثير الامتصاص على التشتت

بالرغم من أن معادلة سلمير تمثل منحنى التشتت بنجاح كبير في مناطق ليست لصيقة بأشرطة الامتصاص ، إلا أنها تفشل تماماً عن تلك الأطوال الموجية حيث يكون للوسط امتصاص محسوس . ويمكن ملاحظة هذا مباشرة من حقيقة أن المنحنى في الشكل ( ٢٣ - ٧ ) يتحول إلى ما لانهاية على أى جانب لكل  $\lambda_i$  . وليس هذا مستحيلاً فيزيائياً فحسب بل لا يتفق أيضاً شكل المنحنى بالقرب من  $\lambda_i$  مع التجربة . وقد يكون ممكناً قياس منحنى التشتت بطريقة صحيحة وملائمة خلال شريط الامتصاص ، بالرغم من صعوبة هذا الأمر لأن الضوء كله يمتص عملياً . وباستخدام مناشير رقيقة أو شرائح رقيقة من المادة مع مقياس التداخل ليكلسون ( الفقرة ١٣ - ١٥ ) ، ثم قياس معاملات انكسار صغائر قليلة مثل السيافين التي لها شريط امتصاص في منطقة الطيف المرئي . يمثل المنحنى الناتج واحداً من تلك الموضحة بواسطة خط سميك متصل في الشكل ( ١٣ - ٨ ) . ويبدو الشكل الحقيقي للمنحنى في المنطقة المجاورة لـ  $\lambda_i$  مختلفاً جداً عن ذلك المطلوب بمعادلة سلمير .

أرجع هلمهولتز\* أولاً هذا التفاوت إلى حقيقة أن معادلة سلمير لا تأخذ في الحسبان امتصاص طاقة الموجة . ولقد تم في المناقشة السابقة وفي التماثل الميكانيكى المقترح افتراض أن المتذبذب لا يعانى أى مقاومة احتكاك الاهتزاز . ومثل هذه المقاوم يكون ضرورياً إذا استمدت الطاقة باستمرار من الموجة بواسطة المتذبذب . ولقد افترض هلمهولتز قوة احتكاك تتناسب طردياً مع سرعة المتذبذب . ولهذا استنتج معادلة لمعامل الانكسار تأخذ الامتصاص في الحسبان . ويمكننا استخدام معامل الامتصاص  $\alpha$  المعروف في المعادلة ( ١١ - ٣٠ ) كمقياس لشدة الامتصاص ، إلا أن المعادلة تكون أسط مع التعبير بدلالة ثابت  $\kappa_0$  يرتبط مع  $\alpha$  بالعلاقة .

$$\kappa_0 = \frac{\alpha \lambda}{4\pi} \quad ( ٢٣ - ٨ )$$

\* هل ف فون هلمهولتز ( ١٨٢١ - ١٨٩٤ ) عالم فيزياء ألماني أسهم في معظم مجالات العلوم كانت اختراعاته و الصرديات الفيزيائية أو في الصوت كافية لجعله مشهوراً . ينظر إليه كأحد مكتشفى قانون بقاء الطاقة .



شكل ٢٣ - أ : منحنيات التشتت النموذجية لجذب مع مقادير مختلفة من الاحتكاك والامتصاص (أ) امتصاص قوى - احتكاك قوى (ب) امتصاص قوى - احتكاك ضعيف (ج) امتصاص ضعيف - احتكاك قوى (د) امتصاص ضعيف - احتكاك ضعيف .

حيث  $\lambda$  الطول الموجي مقاساً في الفراغ . ويعبر عن الأهمية الفيزيائية لـ  $\kappa_0$  كأحسن ما يكون بحقيقة أن الشدة تتناقص إلى  $1/e^{4\pi\kappa_0}$  من قيمتها الأصلية عندما تقطع مسافة  $\lambda$  خلال الوسط . معادلات التشتت الناتجة عن النظرية الميكانيكية البحتة لهمولتر يمكن كتابتها كما يلي .

$$n^2 - \kappa_0^2 = 1 + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2) + g_i \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_i^2)}$$

$$(٩ - ٢٣) \quad 2n\kappa_0 = \sum_i \frac{A_i \sqrt{g_i} \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)^2 + g_i \lambda^2}$$

يكون الثابت  $g_i$  بمثابة مقياس لشدة قوة الاحتكاك . ويمكن الآن تطبيق هذه المعادلات بالنسبة لجميع الأطوال الموجية ، بما فيها تلك الأطوال الموجية داخل شريط الامتصاص . وفي المناطق البعيدة عن أشرطة الامتصاص ، يكون كل من  $\kappa_0$  و  $g_i$  أساساً مساوياً للصفر ، ونختزل أولى المعادلات إلى معادلة سلمير (٧ - ٢٣) .

يمثل الشكل [ ٢٣ - ٨ (أ) ] رسماً بيانياً لكل من  $mc_0$  ،  $n$  يكون آخرها تبعاً للمعادلة ( ٢٣ - ٨ ) بمثابة مقياس لمعامل الامتصاص  $\alpha$  ، في حالة وجود احتكاك كبير (  $g = 1.96 \times 10^{-3}$  ) . وهو يبين كميّاً سلوك منحنيات التشتت والامتصاص في منطقة الامتصاص بنهاية عظمية عند  $\lambda_1 = 0.1732$  ميكرون . ويمكن بيان أن  $n$  لا تلبث أن تحول إلى مالا نهاية ، كما في الشكل ( ٢٣ - ٧ ) ، إلا أنه يظل محدود القيمة عند  $\lambda_1 = \lambda_2$  . ولقد تم رسم المنحنيات الأخرى في الشكل ( ٢٣ - ٨ ) لبيان تأثيرات تغير كل من قوة الامتصاص والاحتكاك المتمد . يتم تعيين أولهما بواسطة العدد الكلي للمتذبذبات المسببة للامتصاص ، بينما يتوقف الآخر على مقدار التأثيرات المختلفة المسبولة عن اتساع خطوط الطيف . وينبغي الإشارة في (ب) و (د) إلى أن النهايات العظمى والصغرى لمنحنيات معامل الانكسار تقع تماماً عند النقط التي يكون عندها الامتصاص نصف قيمته العظمى .

يمكن تعديل تجارب البندول التي سبق وصفها لتشمل تأثير الاحتكاك المتمد ولتحقيق بعض الضوء على سبب فيزيائي للتغير الناتج في شكل منحنى التفريق . لهذا ، إذا كان البندول الأقصر الذي يمثل المتذبذب متصلاً بسلك ينفخس طرفه في الماء أو الزيت ، يتوفر لدينا الشرط المطلوب . وثمة تغيران هامان في استجابة البندول إلى الاهتزازات المؤثرة سيظهران الآن . في المقام الأول ، سوف لا تصبح السعة كبيرة بالقدر الكافي عندما يكون التردد المؤثر مساوياً بالضبط للتردد الطبيعي للبندول . فبدون احتكاك ، تكون السعة الناتجة عن الرنين نظرياً مالا نهاية ( في حالة الاتزان النهائي ) . وبحول القيمة المناظرة لـ  $n$  إلى ما لانهاية أيضاً . ومع ذلك ، يحدد تأثير الاحتكاك هذه النهاية العظمى للسعة ، وتأخذ هذه في الحسبان حقيقة أن التغيرات المحدودة في  $n$  هي التي يمكن ملاحظتها فعلاً . وفي المقام الثاني ، لا يكون التغير في الطور النسبي بين البندول والاهتزازات المؤثرة عندما تمر الأخيرة عبر التردد الطبيعي شديد الانحدار وإنما يتغير بالتدريج إلى حد ما . يأخذ هذا في الاعتبار حقيقة أنه لم يعد هناك وجود لعدم اتصال فجائي في منحنى التفريق الذي تم استكمالها لكي يصبح مستمراً . يصبح التغير في الطور تدريجياً أكثر وأكثر عندما يزيد الاحتكاك وذلك بزيادة غمس السلك على سبيل المثال في الماء أو بواسطة استخدام سائل أكثر لزوجة .

## ٢٣ - ٧ سرعة الموجة وسرعة الجمع في الوسط

يمثل المحور الأفقي في منحنيات الشكلين ( ٢٣ - ٧ ) و ( ٢٣ - ٨ ) أطوالاً

موجة في الفراغ  $\lambda = c/v$  ويمثل المحور الرأسى معامل الانكسار العادى  $n = c/v$ ، حيث  $v$  سرعة الموجة في الوسط تكون سرعة الموجة أكبر من سرعة الضوء  $c$  في الفراغ في الجزء من المنحنى حيث  $n < 1$ . ويتعارض هذا لأول وهلة مع أحد النتائج الأساسية للنظرية النسبية، التي تستلزم أن تكون  $c$  أعلى سرعة متاحة. وفي الحقيقة أنه ليس ثمة تعارض هنا، لأن النسبية تنطبق على السرعة التي تنتقل بها الطاقة (إشارة الضوء) وهذه تكون دائماً أقل من  $c$ . ونظراً لأن الطاقة تنتقل بسرعة الجمع  $u$ ، فإن هذا يتطلب أن تكون  $c/u$  هي التي تكون أكبر من الواحد بدلاً من  $c/v$ . وترتبط  $u$  و  $c$  الآن بالمعادلة (١٢ - ١٦) التي يمكن أن تتحول (ارجع إلى المسألة ١٣ - ٨) إلى

$$\frac{c}{u} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (٢٣ - ١٠)$$

حيث  $\lambda$  الطول الموجى في الفراغ. لهذا يمكن أيضاً تطبيق البناء الهندسى للفقرة (١٢ - ٨) على معاملات الانكسار. وإذا رسمنا مماساً للمنحنى التفريقى في الشكل [٢٣ - ٨ (أ)] فإنه سيقطع محور  $n$  عند نقطة  $Q$  يكون إحداثيها الرأسى هو  $c/u$ . بمعنى أنه، بينما يكون الإحداثى الرأسى للنقطة  $P$  هو  $n$  أو  $c/v$  لذلك الطول الموجى، يكون الإحداثى الرأسى للنقطة  $Q$  هو القيمة المناظرة لـ  $c/v$  لنفس الطول الموجى.

يبين البناء الهندسى عندئذ أنه لأى نقطة على المنحنى حيث ينحدر نحو اليمين، تكون القيمة المناظرة لـ  $c/u$  أكبر من الوحدة، ومع ذلك تكون  $n$  نفسها أقل من الوحدة. ولهذا تكون سرعة المجموعة أقل من  $c$  ولا يوجد خروج على النظرية النسبية. وثمة استثناء لهذه الحالة يمكن أن يحدث في المنطقة التي بداخل شريط الامتصاص، حيث يميل المنحنى للانحدار صعوداً إلى اليمين. ويكون لدينا مع ذلك امتصاص قوى في هذه المنطقة. بحيث تقل سعة الموجة عملياً إلى الصفر في كسر من طول موجى. وكنيجة لهذا الحدث، لا يكون لسرعة الموجة أو لسرعة المجموعة أى معنى، لكن ثمة اعتبارات أخرى تبين في هذه الحالة أيضاً أن متطلبات النسبية تتمحق.

## ٢٣ - ٨ منحنى الشدث الكامل لمادة ما

بالرغم من أن منحنى معامل الانكسار مقابل الطول الموجى يختلف من مادة لأخرى، فالملحوظ أنه لمنحنيات جميع الأوساط الضوئية، أى المواد الأكثر أو الأقل شفافية في منطقة الطيف المرئى سمات عامة مشتركة. ولتوضيح هذا، دعنا نفترض المنحنى البيانى في الشكل (٢٣ - ٩) الذى يمثل تغير  $n$  عادة مثالية من  $\lambda$  يساوى

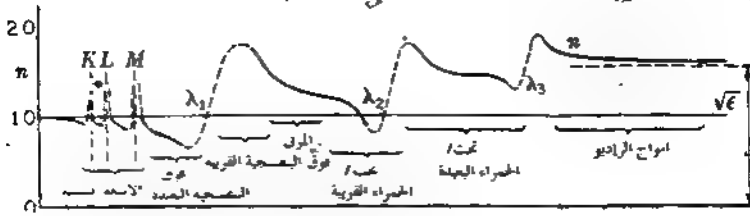
الضفر إلى عدة كيلو مترات . بدءاً من  $\lambda =$  الصفر ، يكون معامل الانكسار هو الوحدة كما نص عليه في الفقرة ( ٢٣ - ٥ ) ، ويكون معامل الانكسار أقل قليلاً من ١ للأطوال الموجية القصيرة جداً ( أشعة جاما والأشعة السينية الشديدة الغاذية ) . ولقد أثبت سيجهان\* هذه الحقيقة تجريبياً من انكسار الأشعة السينية في منشور . حيث وجد أن الحزمة تنحرف قليلاً مبتعدة عن قاعدة المنشور ، كما ينبغي أن يحدث إذا كانت سرعة الأمواج في المنشور أكبر من تلك في الهواء . ولقد تم أيضاً توضيح أن الأشعة السينية يمكن أن تنعكس انعكاساً كلياً باستخدام السقوط المماسي على مادة جامدة حيث تسقط على السطح بزاوية أكبر من الزاوية الحرجة . ولقد استخدم أ . هـ كومبتون وآخرون هذه الخاصية للأشعة السينية في قياس الأطوال الموجية للأشعة السينية بواسطة حيودها من محزوز حيود عادي يستخدم عند السقوط المماسي .

بصادفنا الامتصاص الأول في منطقة الأشعة السينية عند طول موجي يتوقف على الوزن الذري للعنصر الأثقل في المادة . تبلغ نهايته العظمى عند ٦,٧٣١ أنجستروم في السليكون ، وعند ١,٠٧٥ أنجستروم للبرانيوم . يزداد هذا الامتصاص إلى نهايته العظمى ثم ينخفض بمدة عند حد الامتصاص K للعنصر . ويسبب منطقة امتصاص شاذة قوية ضيقة نسبياً ، يشار إليها بالرمز K في الشكل ( ٢٣ - ٩ ) . بعد هذا ، تقع مناطق امتصاص أخرى متقطعة لهذا العنصر تسمى الحدود K و L و M و ... مما كالحود k و L و M و .. للعناصر الأخرى الموجودة . ولهذا ، يكون لأي عنصر فعال ضوئياً كثرة من هذه الانقطاعات الحادة . وببساطة تم توضيح ثلاثة منها فقط في الشكل .

وينحدر المنحنى من منطقة الأشعة السينية بسرعة أكبر نحو الطول الموجي الأطول ، ليصل في نهاية الأمر إلى منطقة عريضة لا امتصاص قوي وتفرق شاذ في منطقة فوق البنفسجية ( الفقرة ٢٣ - ٣ ) . وتغطي هذه لمعظم المواد المنطقة بين الأشعة السينية الرخوة وفوق البنفسجية القريبة . إن مظهر انحدار المنحنى في منطقة الطيف المرئي المميز للتفريق العادي يكون مرتبطاً بوجود هذا الامتصاص فوق البنفسجي . وبصفة عامة ،

---

\* كارل ماك جورج سيجهان ( ١٨٨٦ - ) . مدير معهد نوبل في سوكهولم ، السويد ، وأحد الفائزين بجائزة نوبل عام ١٩٢٤ . نال شهرته نتيجة لقياساته التجريبية الدقيقة لأطوال أمواج الأشعة السينية - آرثر هـ . كومبتون ( ١٨٩٢ - ٢١٩٦٢ ) . أستاذ الفيزياء في جامعة شيكاغو ثم هارفرد رئيساً لجامعة واشنطن ، سانت لويس . حصل على جائزة نوبل عام ١٩٢٧ ، بسبب اكتشافه لتأثير كومبتون في الأشعة السينية [ الفقرة ( ٢٣ - ٢ ) ]



شكل ٢٢ - ٩ : الشكل الهائي المنحنى تشتت كامل لمادة شفافة في الطيف المرئي

سيكون المنحنى أكثر انحداراً في منطقة الطيف المرئي ، حيث يكون التفريق  $dn/d\lambda$  أعظم كلما كان شريط هذا أقرب إلى منطقة الطيف المرئي . يكون للفلاوريت تفريق صغير جداً في الضوء المرئي ، وللكوارتز أكبر قليلاً ، وأكبر للزجاج الصخري الكثيف [ أرجع للشكل ( ٢٣ - ٢ ) ] والجدول ( ٢٢ - ١ ) . وكثيراً ما يكون للزجاج الصخري الكثيف الذي يعطى أعلى تفريق لونه ضارب للصفرة ، تبعاً لحقيقة أن شريط الامتصاص يتجاوز قليلاً نهاية البنفسجي إلى الطيف المرئي .

ويبدأ المنحنى في الانحدار بشدة في موضع ما في منطقة الأشعة تحت الحمراء القريبة ، ويبلغ شريط امتصاص آخر عند  $\lambda = 8.5$  ميكرون . يكون مركز هذا الشريط عند  $\lambda = 8.5$  ميكرون للكوارز ، إلا أن الامتصاص يصبح قوياً عند  $\lambda = 4$  أو  $5$  ميكرون . ويوجد عادة بعد شريط الامتصاص الأول هذا شريط آخر أو أكثر . ويزداد معامل الانكسار بالمرور بكل من هذه الأشربة . ولهذا يكون معامل الانكسار عند أطوال موجية معينة في منطقة تحت الحمراء عن أى جزء من الطيف المرئي . ولقد قاس روبنز قيم  $n$  مثلاً للكوارز تتغير من  $2.40$  إلى  $2.14$  في المنطقة من  $\lambda = 51$  إلى  $63$  ميكرون . وثمة طريقة مثيرة للاهتمام لعزل الإشعاع ذي الأطوال الموجية الطويلة جداً ، يسمى العزل البؤري ، تعتمد على هذه الحقيقة . وتبعاً للقيمة العالية  $n$  ، سيكون لعدسة محدبة بعد بؤري أقل كثيراً لهذه الأمواج الطويلة على الأمواج القصيرة ، ويمكن حجب الأحيرة بحواجز مساسة . وهذه الكيفية يتم عزل الأشعة تحت الحمراء الأطول بواسطة نيكولز ونير ( الفقرة ١١ - ١٠ ) .

بتناقص معامل الانكسار ببطء وبانتظام إلى حد ما في منطقة أمواج الراديو التي تلي كل أشربة المنطقة تحت الحمراء حتى يقترب من قيمة محددة معينة للأمواج الطويلة جداً . يوجد عند قليل من مناطق امتصاص ضيقة في ترددات الراديو ، إلا أنها تكون

ضعيفة دائماً . يمكن في الفقرة التالية بيان أن القيمة الحدية هي الجذر التربيعي لـ  $\epsilon$  وهو ثابت العزل العادى للوسط .

## ٢٣ - ٩ المعادلات الكهرومغناطيسية للأوساط الشفافة

عرضنا في الباب ٢٠ معادلات ماكسويل كما تطبق في الفضاء ويسا كيف تنبأ بالأمواج الكهرومغناطيسية التي تكون سرعتها  $c$  . ويكون مهما الآن دراسة خصائص وسرعة مثل هذه الأمواج في الأوساط المادية . ونأخذ الآن في الاعتبار الأوساط غير الموصلة فقط ، وستعرض لأكثر الحالات صعوبة للموصلات فيما بعد في الباب ٢٥ . عندما يؤثر مجال كهربي ثابت في عازل غير موصل ، تنشأ إزاحة صغيرة للشحنات المقيدة في الذرات ، ونقول أنه أصبح مستقطباً . ولا تتحرك الشحنات باستمرار كما هو الحال في الموصل ، وإنما تزاح مسافة قصيرة جداً فقط ، لتستقر مرّة ثانية في حالة سكون بشكل متماثل مع الوتر المشدود . ونستخدم الكمية المتجهة  $D^*$  كمقياس لهذه الإزاحة الكهربية ، ونظر لأنها تتناسب مع المجال الكهربي المؤثر في الوسط سوى الخواص في جميع الاتجاهات ، يمكننا أن نكتب

$$D = \epsilon E \quad (٢٣ - ١١)$$

هنا  $\epsilon$  ثابت العزل . ولتطبيق معادلات ماكسويل لمثل هذا الوسط ، يكون ضرورياً استبدال  $E$  بواسطة  $D$  عندما تظهر في معادلات الفضاء الخالي [ المعادلات ( ٢٠ - ١ ) ] إلى ( ٢٠ - ٢٤ ) . لذلك نكتب معادلات ماكسويل لوسط عازل سوى الخواص كما يلي :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} & \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \\ (٢٣ - ١٣) \quad -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} & (٢٣ - ١٢) \quad \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} & \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \end{aligned}$$

وبالضبط ، فإن  $D$  نفسها ليست مقياساً مباشراً لإزاحة الشحنات المقيدة . إذ أن استقطاب الوسط يكتب

$$D = E + 4\pi P$$

عادة  $P$  ، ويوقف  $D$  على  $P$  بالعلاقة

$$(15 - 23) \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \quad (14 - 23) \quad \epsilon \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) = 0$$

إذا استنتجنا معادلة الأمواج المستوية كما تم عمله في الفقرة ( ٢٠ - ٤ ) بدءاً الآن بالمعادلتين ( ٢٣ - ١٢ ) و ( ٢٣ - ١٣ ) نجد أن

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \quad \text{و} \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}$$

وبمقارنتها مع المعادلة الموجية العامة ( ١١ - ٢ ) يمكن بيان أن السرعة الجديدة تكون  $c/\sqrt{\epsilon}$  ويصبح معامل الانكسار

$$(23 - 16) \quad n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon}$$

ويمكن الآن كتابة حل المعادلات ( ٢٣ - ١٢ ) إلى ( ٢٣ - ١٥ ) لأمواج مستوية أحادية اللون ، بالتماثل مع المعادلة ( ٢٠ - ١٤ ) كما يلي

$$E_y = A \sin(\omega t - kx) \quad \text{و} \quad H_z = \sqrt{\epsilon} A \sin(\omega t - kx)$$

ويكون مقدار المتجهين الكهربى والمغناطيسى عند لحظة ما هو

$$H_z = \sqrt{\epsilon} E_y$$

ولذا تكون سعة الموجة المغناطيسية في الحالة العادية  $\epsilon > 1$  أكبر من تلك للموجة الكهربائية بنسبة تساوى معامل الانكسار [ المعادلة ( ٢٣ - ١٦ ) ]

يمكن إيجاد الطاقة التى تحملها الأمواج الكهرومغناطيسية في المواد العازلة بتطبيق المبادئ الواردة في الفقرة ( ٢٠ - ٧ ) ، الفرق الوحيد هو استبدال E بواسطة D . وتصبح الكثافات اللحظية للطاقة للأبواج الكهربائية والمغناطيسية السابقة  $\epsilon E_y^2/8\pi$  و  $H_z^2/8\pi$  وهما مرة ثانية متساويتان . ويمكن كتابة مجموعهما على الصورة  $\sqrt{\epsilon} E_y H_z/4\pi$  وبصرب هذا بواسطة v من المعادلة ( ٢٣ - ١٦ ) للحصول على الكثافة يمكن

$$(23 - 17) \quad I = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\epsilon E_y^2}{4\pi} = \frac{cn}{4\pi} E_y^2 = \frac{cn}{8\pi} A^2 \quad \text{لنجد أن}$$

وكما سبق ، يمثل  $E_y$  في هذه المعادلة جنر متوسط مربع قيمة المتجه الكهربى ، إذ يتم إيجاد متوسط سريان الطاقة خلال زمن طويل بمقارنته مع الزمن الدورى . هذه النتيجة يمكن كتابتها أيضاً على الصورة  $c E_y H_z/4\pi$  . وتمثل في هذه الصورة تعبيراً لقانون عام في

الكهرومغناطيسية معزوف باسم « نظرية بوينج »<sup>\*</sup> ، وتبعاً لها يمثل مقدار واتجاه سريان الطاقة بمشجه بوينج  $[E \times H] (c/4\pi)$  الكمية بين القوسين هي حاصل ضرب الاتجاهي .  
تعطى المعادلة ( ٢٣ - ١٧ ) أقرب القيم الصحيحة لمعامل انكسار الغازات ، إلا أننا عندما نحاول تطبيقها في الأوساط الأكتف ، نجد انحرافاً كبيراً . ولذا فثبت العزل للماء المقاس بوضعه بين لوحى مكثف مشحون تحت فرق جهد ثابت ، هو ٨١ ، موضحاً أن قيمة معامل الانكسار هي ٩ . ولضوء الصوديوم ، معامل انكسار الماء المقاس هو ١,٣٣ . ويختلف ثابت العزل ع لأنواع مختلفة من الزجاج من ٤ إلى ٩ وهذا يتطلب اختلاف معامل الانكسار من ٢ إلى ٣ . وهذا بدوره أعلى من القيم المشاهدة في حالة الضوء المرئي .

ولن نلقى بالأسبب هذا التفلوت . وإن كان يرجع إلى أن المجال الكهربى لموجة ضوئية ليس مجالاً ثابتاً وإنما مجال سريع التردد . يكون التردد هو  $5 \times 10^{14}$  ث<sup>-١</sup> للضوء الأصفر إذا قيس ثابت العزل لمادة باستخدام فرق جهد متردد بين اللوحين بدلاً من فرق الجهد الثابت ، يمكن بيان أن النتيجة ستختلف باختلاف التردد . نرى من هذا أن معامل الانكسار بدوره يجب أن يختلف باختلاف التردد أو الطول الموجى . وعندما يصبح الطول الموجى كبيراً جداً ويقترب من مالا نهاية ، يقترب التردد من الصفر . والحالة الحدية لمجال ثابت لذلك تناظر حالة انعدام التردد ، مما يدفعنا إلى توقع اقتراب معامل الانكسار من الجذر التربيعى لثابت العزل لمجالات ثابتة . وهذه في الحقيقة هي الحالة الموضحة بقياسات معامل انكسار الماء للأمواج الكهرومغناطيسية المدونة في الجدول ( ٢٣ - ٣ ) . وموضح به قيمة  $\sqrt{\epsilon}$  المقاسة لمجال ثابت للمقارنة . وتقترب قيمة  $n$  بوضوح من القيمة المتوقعة للأمواج اللانهائية الطول .

## ٢٣ - ١٠ نظرية التشتت

لتفسير تغير  $n$  ( بالتالى  $\sqrt{\epsilon}$  ) مع تغير  $\lambda$  في ضوء النظرية الكهرومغناطيسية ، ينفى أخذ التركيب الجزيئى للمادة في الحسبان . إذ عندما تسقط موجة كهرومغناطيسية على ذرة ما أو جزيء ، فإن القوة الكهربائية الدورية للموجة تحرص الشحنات المقيدة على أن تتحرك حركة اهتزازية لها تردد الموجة . وسيوقف طور هذه الحركة بالنسبة لطور

٠ ح . هـ . بوينج ( ١٨٥٢ - ١٩١٤ ) ، أستاذ الفيزياء في جامعة برمنجهام ، المخترع وهو أيضاً معروف بعمله الدقيق في قياس ثابت الحذب العام .

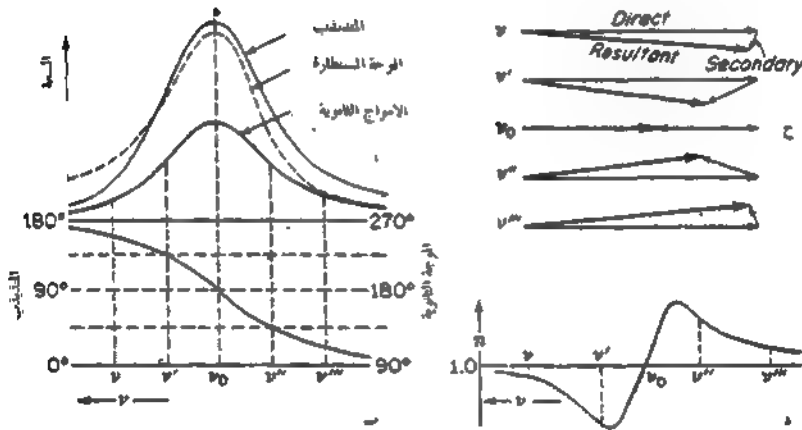
القوة الكهربية المؤثرة على التردد المؤثر ، وسيختلف تبعاً للفرق بين التردد المؤثر والتردد الطبيعي للشحنات المقيدة بنفس الكيفية التي تمت مناقشتها في الفقرتين ( ٢٣ - ٥ ) و ( ٢٣ - ٦ ) . وعندما تقطع الموجة الفضاء الخالي بين الجزئيات ستكون سرعتها طبعاً هي c ، وعلياً أن نبحت الآن كيف يكون من الممكن أن يحدث وجود الشحنات المتذبذبة في الجزئيات تغيراً محسوساً في المعدل الذي تنتشر به الموجة في الوسط .

يعود المدخل إلى تفسير التفريق إلى الأمواج الثانوية التي تولد بالذبذبات الممتدة للشحنات المقيدة . تماثل هذه الأمواج الثانوية تلك التي تولد الاستطارة الجزئية ( الفقرة ٢٢ - ١٠ ) ، كما جاء في تفسير زرقة السماء . عندما تقطع حزمة ضوئية سائلاً أو جامداً شفافاً ، تكون كمية الضوء المستطار من الجانب صغيرة إلى حد كبير . حتى إذا كان تركيزاً لمراكز المسببة للاستطارة أكبر كثير من ذلك في الهواء الذي يكسب السماء لونها . ويرجع هذا إلى أن الموجات الثانوية المستطارة من الجانب ذات أطوار موزعة بكيفية ينشأ عنها عملياً تداخل هدام . لكن الأمواج الثانوية التي تنتشر في نفس اتجاه الحزمة الأصلية لا تتلاشى وإنما تتراكب مكونة مجموعة من الأمواج تتحرك في اتجاه يوارى الأمواج الأصلية . ويجب أن تضاف الآن الأمواج الثانوية لتلك الأولية تبعاً لمبدأ التراكب ، وإن كان النتيجة ستوقف على الفرق في الطور بين المجموعتين . سيعمل هذا التداخل من طور الأمواج الأولية ، ومن ثم يكون متكافئاً في سرعة أمواجهما . أى أنه ، نظراً لأن سرعة الموجة هي بمثابة المعدل الذي تنتشر به الأمواج التي لها نفس الطور ، وأى تغير في الطور بواسطة التداخل يغير السرعة . ولقد رأينا أن طور المتذبذبات وبالتالي الأمواج الثانوية ، يتوقف على التردد المؤثر ، ولذا يصبح واضحاً أن السرعة في الوسط تتغير مع تغير تردد الضوء . وهذا هو التفسير الفيزيائي للتفريق ، معبراً عنه بإيجاز شديد .

ولقد وضع رالى أساس المعالجة الرياضية للميكانيزم الموضح أعلاه ، آخذاً في الاعتبار حالة الأمواج الميكانيكية ، وأخيراً تم التوسع في النظرية لتغطى حالة الأمواج الكهرومغناطيسية على يد بلانك ، شوستر وآخرين . وسنحاول هنا الآن إعطاء هذا التوسع . يؤدي هذا إلى معادلة تفريق شبيهة بمعادلة هلمهولتز [ المعادلة ( ٢٣ - ٩ ) ] وفي الحقيقة ، يوجد شبه كبير بين الصورتين الكهرومغناطيسية والميكانيكية للظاهرة . يحسب الطر إلى دذبذبات الشحنات المقيدة كذبذبات مخمدة بواسطة قوة احتكاك ، تماماً كما في حالة الحسيمات في نظرية هلمهولتز . ستم مناقشة طبيعة قوة التخميد المفروضة في اسطرية الكهرومغناطيسية بإيجاز في الفقرة ( ٢٣ - ١١ ) .

جدول ٢١ - ٢ : تغير  $n$  للماء مع تغير  $\lambda$

الطول الموجي - سم	التردد - هرتز	$n$
$5.89 \times 10^{-8}$	$5.1 \times 10^{14}$	1.331
$12.56 \times 10^{-8}$	$2.9 \times 10^{14}$	1.320
$258 \times 10^{-8}$	$0.116 \times 10^{14}$	1.41
$800 \times 10^{-8}$	$0.0375 \times 10^{14}$	1.41
0.40	$750 \times 10^8$	5.3
1.75	$171 \times 10^8$	7.82
8.1	$37 \times 10^8$	8.10
65	$4.6 \times 10^8$	8.88
$\infty$	$0 \times 10^8$	$(1.03 = \sqrt{e})$



شكل ٢٣ - ١٠ : تفريق كعبية لتداخل الموجة الثانوية مع الموجة المباشرة .

ليان السعات والأطوار النسبية للموجة الساقطة ، المشتدب والموجة الثانوية ، نأخذ في الاعتبار الرسوم البيانية للشكل ( ٢٣ - ١٠ ) . بين المنحنى الأول في (أ) استجابة متذبذب متخامد تردده الطبيعي  $\nu_0$  إلى اهتزازة مؤثرة ترددها ، تصبح السعة نهاية عظمى عندما  $\nu = \nu_0$  . بين الخط المتقطع السعة المشتدب بالمشتدب ، أى ، للأمواج

المستطارة: وكنتيجة لقانون رالى تستطار الأمواج الأقصر بفعالية أكبر ، ويكون هذا المنحنى أعلى عند الجوانب التى تكون تردداتها أعلى ، لكنه يهبط إلى الصفر عند الترددات المنخفضة . يعطى المنحنى الثالث سعة الأمواج الثانوية الناتجة عن الموجات الثانوية المستطارة . ويعطى المنحنى (ب) المرتبط بالمحور الرأسى الأيسر ، الفرق فى الطور بين المتذبذب والموجة المؤثرة . ويتغير هذا من صفر إلى  $180^\circ$  بالمرور بالتردد الطبيعى كما تمت الإشارة إلى ذلك فى الفقرة ( ٢٣ - ٦ ) ، إلا أنه ليس فجائيا بسبب التخميد . عند  $v_0$  يكون  $90^\circ$  خلف ذلك للموجة المؤثرة . فضلا عن هذا ، تبين النظرية أن طور الأمواج المستطارة وبالثالث الأمواج الثانوية يختلف بمقدار  $90^\circ$  عن ذلك للمتذبذب\* . هذا لأن الإشعاع الكهرومغناطيسى يتناسب طرديا مع معدل التغير فى التيار أى تسارع الشحنة [ أرجع إلى الفقرة ( ٢٠ - ٨ ) والشكل ( ٢٠ - ٤ ) (أ) ] . ويكون للتيار نفسه ، أو سرعة الشحنة طور نرجعه إلى المتذبذب ونظراً لأن العجلة فى الحركة التوافقية البسيطة تكون متخلفة عن السرعة بمقدار ربع دورة ، يختلف طور الأمواج المشعة لهذا عن نظيره لمصدر التذبذب بنفس المقدار . وبأخذ هذا التخلف الإضافى فى الحسبان ، يتضح أن الاحداثى الرأسى الأيمن فى الشكل ( ٢٤ - ١٠ (ب) ) يستعمل للتخلف فى طور الأمواج الثانوية عن الأمواج المؤثرة .

ونتولى الآن فى (جـ) تركيب سمات الأمواج المباشرة والثانوية اتجاهيا . تكون سعة أمواج ثانوية ، ترددها  $v$  ، صغيرة [ المنحنى (أ) ] ومتخلفة فى الطور عن الأمواج المباشرة بحوالى  $270^\circ$  [ المنحنى (جـ) ] . وبين الشكل الاتجاه الأعلى فى (جـ) أن السعة المحصلة تكون نفسها تقريبا ، إلا أن الطور يتقدم قليلاً ، متطابقا مع دوران المتجه فى اتجاه حركة عقارب الساعة . ويعنى أى تقدم فى الطور زيادة فى السرعة ، إذ يجب تذكر أن الطور يزداد عندما تتحرك إلى الخلف على طول الموجة . لهذا ، يكون معامل الانكسار عند  $v$  ، فى منحنى التفريق (s) ، أقل قليلاً من ١ . ويعطى الشكل الاتجاهى الثانى ، لـ  $v$  تقدماً أكبر فى الطور وسعة محصلة أصغر بشكل ملحوظ . وعند  $v = v_0$  لا يوجد تغير فى الطور أو السرعة الناتجة ، لكن يوجد فقط نقص فى الشدة

\* ارجع على سبيل المثال إلى

والطاقة المستبعدة من الموجة المحصلة المتجهة إلى الأمام تظهر في اتجاهات أخرى كإشعاع رينى . وأقل من يوجد تخلف في الطور بدلاً من التقدم ، وتتناقص سرعة الموجة . ولهذا ، يمكن بطريقة كمية بيان كيف ينتج المنحنى (s) الذى يكون له شكل التمريق الشاذ من الميكانيزم الموضح .

### ٢٣ - ١١ طبيعة الجسيمات المهتزة وقوى الاحتكاك

وفي النهاية ، نأخذ في الاعتبار بإيجاز أى أنواع الجسيمات المشحونة وقوى التخميد المؤثرة في الانقطاعات المختلفة لمنحنى التمريق المثالى في الشكل ( ٢٣ - ٩ ) . يعزى امتصاص الأشعة السينية إلى الألكترونات الداخلية في الذرات ، والتي تنسب إلى « القشرات »  $k$  و  $L$  و  $M$  إلى آخره ، المتناقصة الطاقة والمتزايدة المسافة عن النواة . تكون هذه الألكترونات معزولة عن تأثيرات التصادم والمجالات الكهربائية للذرات المجاورة بسبب عمقها في الذرة . هذان السببان لاتساع الخط في خطوط الطيف غير مهمين في حالة الأشعة السينية ، ويكون خطوط الامتصاص دقيقة ، حتى في الجوامد . ويعمل التخميد الإشعاعى وحده في هذه المنطقة أى تأثير يمكن إدراكه في اتساعات الخط .

ويرجع الامتصاص العريض جداً في منطقة الأشعة فوق البنفسجية البعيدة إلى الألكترونات الخارجية في ذرات وجزيئات المادة . فهذه غير معزولة ، ونتيجة لذلك تنشأ منطقة واسعة لامتصاص مستمر في الجوامد والسوائل . وربما تتكون الأسرة للغازات الجزيئية من خطوط دورانية منفردة تكون دقيقة جداً . إلا أنها كثيرة جداً حتى أنها غير قابلة للتحليل . وفي هذه المنطقة يصبح التخميد الناتج من التصادمات أكثر أهمية من ذلك الناتج عن الإشعاع ، ويظل هو السائد عادة عند الأطوال الموجية الأطول . وتمثل أشرطة الامتصاص في منطقة تحت الحمراء القريبة الترددات الطبيعية المختلفة للذرات ككل ، وحتى للجزيئات . ونظراً لأن هذه المتذبذبات أثقل من الألكترونات ، يكون واضحاً لماذا تكون اهتزازاتها أقل تردداً . ومنطقة تحت الحمراء البعيدة يمكن أن تنص على اهتزازات جزيئية أقل تردداً وهنا أيضاً يمكن أن تلعب ترددات دوران الجزيئات دوراً ، خاصة في الغازات .

## مسائل

- ٢٣ - ١ معاملات انكسار قطعة من الزجاج للخطين الأزرق والأخضر لطيف الزئبق ،  $\lambda = 4358$  أنجستروم و  $\lambda = 5461$  أنجستروم هي  $1,165250$  و  $1,12450$  على الترتيب . مستخدماً معادلة كوشي ذات الثابتين ، احسب قيم (أ) الثابتين B,A (ب) معامل الانكسار لخط الصوديوم الأصفر عند  $\lambda = 5893$  أنجستروم و (ج) التفريق عند هذا الطول الموجي .  
 [ الإجابة (أ)  $A = 1,07540$  و  $B = 1,46431 \times 10^{-10}$  أنجستروم<sup>2</sup> (ب)  $n = 1,11757$  ، (ج)  $1,43104 \times 10^{-10}$  أنجستروم<sup>1</sup> ]
- ٢٣ - ٢ مستخدماً معاملات الانكسار المعطاة في الجدول (٢٣ - ٢) ليوروسيكات الزجاج الناجي ، (أ) أوجد قيم الثوابت في معادلة كوشي ذات الثوابت الثلاثة التي تنطبق تماماً مع الأطوال الموجية  $440$  ،  $5338$  و  $6439$  أنجستروم . (ب) مستخدماً هذه الثوابت احسب معاملات الانكسار لخمس أطوال موجية أخرى معطاه في الجدول . (ج) قارن القيم المشاهدة مع القيم المحسوبة .
- ٢٣ - ٣ مستخدماً معاملات الانكسار المقاسة للزجاج الناجي التلسكوبي المعطاه في الجدول (٢٧ - ٢) (أ) احسب قيم ثوابت معادلة كوشي الثلاثة التي تتوافق تماماً الأطوال الموجية  $6563$  ،  $5086$  و  $3988$  أنجستروم . (ب) قارن قيمك المحسوبة مع القيم المقاسة عند خمسة أطوال موجية أخرى معطاه في الجدول (٢٣ - ٢) .
- ٢٤ - ٤ منشور زاوية رأسه  $50^\circ$  من الزجاج ، ثابتا معادلة كوشي ذات الثابتين هما  $A = 1,03974$  و  $B = 4,6528 \times 10^{-10}$  أنجستروم<sup>2</sup> . أوجد التفريق الزاوي بدلالة زاوية نصف قطرية ( راديان ) لكل أنجستروم عندما يبعث المنشور في وضع النهاية الصغرى للانحراف للطول الموجي  $5000$  أنجستروم .  
 [ الإجابة :  $dn/d\lambda = -5,0932 \times 10^{-6}$  أنجستروم<sup>-1</sup> ،  $dn/d\lambda = 1,12145 \times 10^{-6}$  راديان أنجستروم<sup>-1</sup> ]
- ٢٣ - ٥ وضع هارتمان معادلة تفريق وصفية ، تبعاً لها  $n = n_0 + b/(\lambda - \lambda_0)$  التي تتوافق تماماً الأطوال الموجية  $6563$  ،  $5086$  و  $3988$  أنجستروم للزجاج الناجي التلسكوبي كما هو معطى في الجدول (٢٣ - ٢) . (ب) قارن القيم المحسوبة مع القيم المشاهدة عند خمسة أطوال موجية أخرى في الجدول . (ج) قارن هذه القيم مع تلك المحسوبة باستخدام معادلة كوشي ذات الثوابت الثلاثة . (د) أى معادلة تمثل جيداً النتائج المقاسة [ أرجع إل المسألة (٢٣ - ٣) ؟ ]

٢٣ - ٦ قارن الطيف المتكون بواسطة منشور له تفريق شاذ في الجزء الأخضر من الطيف مع الطيف المتكون بواسطة قطعة من الزجاج العادي على شكل منشور مشابه . وضح مواضع جميع الألوان بالنسبة لتلك النافذة بالتفريق العادي .

٢٣ - ٧ من قيم معاملات الانكسار المعطاة في الجدول ( ٢٣ - ٢ ) عين قيمة لـ (أ) سرعة المجموعة ، (ب) سرعة الموجة لضوء بنفسجي  $\lambda = 3988$  انجستروم في بوروسليكات الزجاج الناجي .

[ الإجابة (أ)  $190.259$  كم/ث ، (ب)  $196.526$  كم/ث . ]

٢٣ - ٨ بدءاً من المعادلة ( ١٣ - ١٦ ) للعلاقة بين سرعة المجموعة وسرعة الموجة استنتج تعبيراً لمعامل المجموعة المعطى بالمعادلة ( ٢٣ - ١٠ ) .

٢٣ - ٩ من المعادلة الثانية للمهولة ( ٢٣ - ١٠ ) أوجد العلاقة بين عرض قمة الامتصاص عند نصف نهايتها العظمى  $n\kappa_0$  وثابت الاحتكاك  $\rho_1$  .

٢٣ - ١٠ لقطعة معينة من الزجاج ، يكون معامل انكسار الأشعة المسببة ذات الطول الموجي  $0.7$  انجستروم هو  $1.600 \times 10^{-6}$  أقل من الوحدة . ما أقصى زاوية مقاسة من السطح تسقط بها حزمة من الأشعة السنية لتعكس انعكاساً كلياً ؟  
[ الإجابة :  $0.1025^\circ$  ]

٢٢ - ١١ تبعاً للنظرية الكهرومغناطيسية ، تعطى قيمة  $A_1$  بواسطة

$$A_1 = \frac{\lambda_1^2 N_1 e_1^2}{\pi c^2 m_1}$$

هنا  $N_1$  تمثل عدد المتذبذبات في وحدة الحجم ( سم<sup>٣</sup> ) و  $e_1$  و  $m_1$  هي شحنة وكتلة أحد المتذبذبات تردد . هو  $c/\lambda_1$  و  $\gamma$  يأخذ معامل انكسار الهواء  $1.000279$  ويفرض شريط امتصاص واحد في منطقة الأشعة فوق البنفسجية ، أحسب قيمة  $e_1/m_1$  للهواء . قارنها مع  $e/m$  للألكترون .

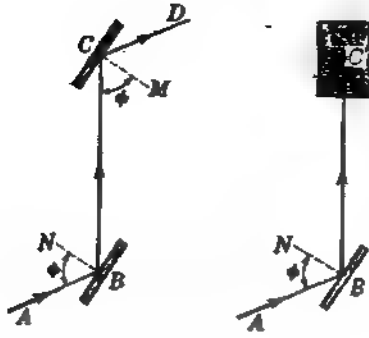
٢٣ - ١٢ (أ) استخدم معادلة كوشي ذات الثابتين التي تنفق ومعاملات انكسار بوروسليكات الزجاج الناجي كما هو معطى في الجدول ( ٢٣ - ٢ ) للأطوال الموجية  $0.663$  و  $0.891$  انجستروم ، للتنبؤ بمعامل الانكسار لخط البصوديوم عند  $\lambda = 0.893$  انجستروم . (ب) احسب أيضاً قيمة للتفريق بالرايان لكل انجستروم لمنشور زاوية رأسه  $0.6^\circ$  عند  $\lambda = 0.892$  انجستروم .

## الفصل الرابع والعشرون

### استقطاب الضوء

توصلنا من خصائص التداخل والحيود إلى استنتاج أن الضوء ظاهرة موجية ، واستخدمنا هذه الخصائص لقياس الطول الموجي . إلا أن هذه الظواهر لم تقدم شيئاً يتعلق بنوع الأمواج التي تتعامل معها ، هل هي طولية أو مستعرضة ، أو هل الاهتزازات الخطية أو دائرية أو اهتزازات لى . ومع ذلك ، تتطلب النظرية الكهرومغناطيسية أن تكون الاهتزازات بالتحديد مستعرضة ، وتكون لذلك مقصورة كلية على مستوى صلب الموجة . وأكثر أنواع اهتزازات شيوخا الأهلجية ( البيضاوية ) ، وتعد الاهتزازات الخطية والدائرية بمثابة حالات خاصة منها . والتجارب التي أدت إلى هذه الخواص هي تلك التي تتعلق باستقطاب الضوء . وبالرغم من أن موجة طولية مثل موجة صوتية يجب أن تكون متاثلة حول اتجاه انتشارها ، قد تبدو الأمواج المستعرضة عدم تماثل ، وإذا بدت حزمة ضوئية غير متاثلة ، نقول أنها مستقطبة .

ويقدم هذا الباب ، بكونه مَدْخلاً لموضوع الاستقطاب ، بياناً موجزاً عن الطرق الرئيسية للحصول على ضوء مستقطب استقطاباً مستويّاً من ضوء عادي غير مستقطب . وستنطى بالتفصيل معظم الظواهر التي ستناقش هنا في الأبواب التالية . ومع ذلك ، يكون مفيداً ، التعرف ولو بصفة تمهيدية على الطرق التجريبية والصورة الذهنية لكيفية عمل وسائل الاستقطاب المختلفة لفصل الضوء العادي إلى مركبتيه المستقطبتين . ويمكن تقسيم الطرق الشائعة المستخدمة في إحداث استقطاب الضوء وتوصيحه تحت رموس الموضوعات التالية : (١) الانعكاس (٢) النفاذ خلال مجموعة من الشرائح (٣) ثنائية اللون (٤) الانكسار المزدوج و (٥) الاستطارة .



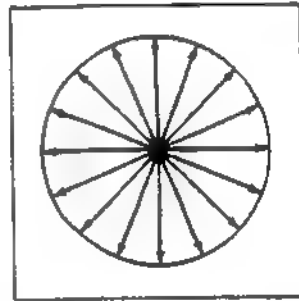
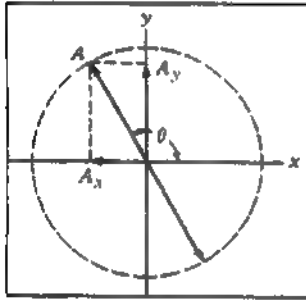
شكل ٢٤ - ١ : الاستقطاب بالانعكاس من السطح الزجاجية .

## ٢٤ - ١ الاستقطاب بالانعكاس

ربما تكون أبسط الطرق لاستقطاب الضوء هي تلك التي اكتشفها مالو عام ١٨٠٨ م . إذا سقطت حزمة ضوء أبيض على سطح مصقول لشريحة زجاجية عادية بزاوية سقوط معينة واحدة ، يكون الضوء المنعكس مستقطباً استقطاباً استوائياً . والمقصود بالاستقطاب الاستوائى أن كل الضوء يهتز لمستو على طول محور الحزمة الضوئية ( الفقرة ١١ - ٦ ) . وبالرغم من أن هذا الضوء كما يبدو للعين لا يختلف عن الضوء الساقط ، إلا أن استقطابه أو عدم تماثله يمكن بيانه بسهولة بالانعكاس عن شريحة ثانية من الزجاج كما يلي : حزمة من ضوء غير مستقطب ،  $AB$  في الشكل ( ٢٤ - ١ ) ، تسقط على سطح شريحة الزجاج الأولى عند  $B$  بزاوية  $٥٧^\circ$  تقريباً . هذا الضوء ينعكس ثانية عند  $٥٧^\circ$  بواسطة سطح شريحة الزجاج الثانية  $C$  الموضوعة موازية للأولى كما هو موضح في الجزء الأيسر من الشكل . وإذا أديرنا الآن الشريحة العليا حول  $BC$  كمحور ، فإن شدة الحزمة الضوئية المنعكسة تتناقص حتى تصل إلى الصفر بالدوران  $٩٠^\circ$  . يحفظ الدوران حول  $BC$  زاوية السقوط ثابتة . وتحرى التجربة بصورة أفضل مع تغطية السطحين الخارجيين لشريحتي الزجاج بطلاء أسود . ندو عندئذ الحزمة المنعكسة الأولى  $BC$  وكأنها توقفت تماماً وتلاشت عند  $C$  . ومع استمرار دوران الشريحة العليا حول  $BC$  تظهر الحزمة المنعكسة  $CD$  من جديد ، متزايدة في الشدة حتى تصل إلى نهايتها العظمى عند  $١٨٠^\circ$  . ويؤدى استمرار الدوران إلى انعدام الشدة

مرة ثانية عند  $5270^\circ$  ، ونهاية عظمى أخرى عند  $5360^\circ$  ، وهي نقطة البداية .

وإذا لم تكن زاوية السقوط  $507^\circ$  على أى من الشريحتين السفلى أو العليا ، فإن الحزمة الضوئية المعكسة مرتين ستمر بنهايات عظمى وصغرى كما سبق ، إلا أن النهاية الصغرى لن تكون معدومة الشدة . وبعبارة أخرى ستوجد دائماً حزمة معكسة من C . وتسمى زاوية السقوط  $\phi$  ، القيمة الخارجة  $\theta$  التي تسبب نهاية صغرى تساوى الصفر في حالة الانعكاس الثانى بصفة عامة باسم زاوية الاستقطاب وتختلف باختلاف نوع الزجاج المستخدم . وقبل البدء في تفسير هذه التجربة ، يكون جديراً بالاهتمام الأخذ في الاعتبار الأفكار المقبولة المتعلقة بطبيعة الاهتزازات في الضوء العادى والمستقطب .



شكل ٢٤ - ٢ : تغيرات الضوء غير المستقطب كما يرى من طرفه . (أ) كل المستويات متساوية الاحتمال .  
(ب) يمكن تحليل كل اهتزازة إلى مركبتين في الاتجاهين  $x$  و  $y$  .

## ٢ - ٢٤ تمثيل اهتزازات الضوء

تبعاً للنظرية الكهرومغناطيسية ، يتكون أى نوع من الضوء من أمواج مستعرضة ، المقادير المتذبذبة فيها هي المتجهات الكهربائية والمغناطيسية . وسيؤجل إلى ما بعد ذلك الفقرة ( ٢٥ - ١٢ ) السؤال عن أى هذه يختار كمكون للاهتزازات ، إذ أنه غير ذي أهمية الآن . لنفرض أن حزمة ضوئية تنتقل نحو المشاهد ، على طول المحور  $z$  الموجب في الشكل ( ٢٤ - ٢ ) ، يؤدي المتجه الكهربى للخطات اهتزازة خطية اتجاهها وسعتها مرصحة بالشكل . إذا استمرت هذه الاهتزازة دون أن تتغير ، نقول أد الضوء مستقطب إستقطاباً استوائياً ، نظراً لأن اهتزازاته مقصورة على المستوى الذى يحتوى

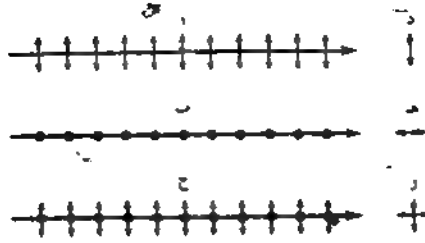
على المحور  $z$  ومائلة بزاوية  $\theta$  . ومن ناحية أخرى ، إذا كان الضوء غير مستقطب مثل معظم الضوء الطبيعي ، يمكن للمرء أن يتصور تغيرات فجائية وعشوائية في  $\theta$  ، تحدث في فترات زمنية قدرها  $10^{-8}$  ثانية . وأى اتجاه لـ  $A$  له نفس الاحتمال ، بحيث يكون التأثير المتوسط متماثل تماماً حول اتجاه الانتشار كما هو موضح بالدائرة المتصلة في الشكل ( ٢٤ - ٢ (أ) ) .

بالرغم من أن صورة الضوء غير المستقطب هذه صورة منطقية ، إلا أنها مبسطة جداً لانه إذا وجدت تغيرات طفيفة في الاتجاه ستوجد بالتالي تغيرات طفيفة في السعة . وفصلاً عن هذا ، تكون الاهتزازات الخطية حالة خاصة من تلك الأهليلجية ، وليس ثمة سبب تفضيل هذا النموذج الخاص . ومن ثم تكون الصورة الأصح هي الاهتزازات الأهليلجية التي تتغير في فترات قصيرة في الحجم والاختلاف المركزي والاتجاه إلا أنها مقصورة على المستوى  $xy$  . يمثل هذا التعقيد ، مع ذلك ، صعوبة أقل نظراً لأن سمتها يكون متكافئاً ، والتمثيل الأبسط بدلالة الاهتزازات الخطية ذات السعات الثابتة التي تغير اتجاهها بسرعة يعطى وصفاً تاماً لهذه الحقائق . وأيضاً ، نظراً لأن الحركة في قطع ناقص يمكن لنظر إليها كحركة ناتجة عن حركتين خطيتين متعامدتين ( الفقرة ١٢ - ٩ ) يكون التصوران متشابهين رياضياً في الواقع .

وثمة تمثيل آخر باق للضوء غير المستقطب ربما يكون أكثرها فائدة . إذا حللنا الاهتزازة في الشكل ( ٢٤ - ٢ (ب) ) إلى مركبتين خطيتين

$$A_y = A \sin \theta, A_x = A \cos \theta$$

سيكونان بصفة عامة غير متساويتين [ أرجع إلى الفقرة ( ٢٤ - ٥ ) والمعادلة ( ٢٤ - ٤ ) ] . لكن عندما يسمح للزاوية  $\theta$  أن تأخذ كل القيم عشوائياً ، تكون النتيجة المحصلة كما لو كان لدينا اهتزازتان متعامدتان متساويتا السعة ، لا أيهما غير متفتحين في الطور . كل منها بمثابة محصلة عدد كبير من الاهتزازات المفردة ذات أطوار عشوائية ( الفقرة ١٢ - ٤ ) ، وبسبب هذه العشوائية ينتج عدم ترابط تام . ويوضح الشكل ( ٢٤ - ٣ ) طريقة مألوفة لتصوير هذه الاهتزازات ، يمثل الجزء (أ) و (ب) المركبتين المستقطبتين استقطاباً استوائياً ، ويمثل الجزء (ج) المركبتين معاً في حزمة غير مستقطبة . تمثل النقط الاهتزازات الخطية كما ترى من طرفها ، وتمثل الأسهم المردوحة الرأس الاهتزازات الواقعة في مستوى الورقة . ولهذا ، توضح (د) و (هـ) و (و) كيفية ظهور الاهتزازات في (أ) و (ب) و (ج) عند النظر إليها على امتداد اتجاه الأشعة .



شكل ٢٤ - ٣ : التنبيل التصويرى كما يرى من الجانب ومن الطرف لخزمتين صويتين إحداها مستقطبة استقطاباً استوائياً والأخرى غير مستقطبة .

### ٢٤ - ٣ زاوية الاستقطاب وقانون بروستر

افترض ضوء غير مستقطب يسقط على عازل مثل الزجاج بزاوية  $\phi$  ، كما في الشكل ( ٢٤ - ٤ ( أ ) . سيوجد دائماً شعاع منعكس OR وشعاع منكسر OT . وثمة تجربة شبيهة بتلك الموصوفة في الفقرة ( ٢٤ - ١ ) والموضحة في الشكل ( ٢٤ - ١ ) تبين أن الشعاع المنعكس OR يكون مستقطباً استقطاباً جزئياً وأنه عند زاوية معينة فقط ، حواى ٥٥° للزجاج العادى ، يكون مستقطباً استقطاباً استوائياً . ولقد كان بروستر أول من اكتشف أنه عند زاوية الاستقطاب  $\phi$  هذه يكون الشعاعان المنعكس والمنكسر متعامدين . يساعد هذا الاكتشاف الرائع في ربط الاستقطاب بمعامل الانكسار :

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = n \quad ( ٢٤ - ١ )$$

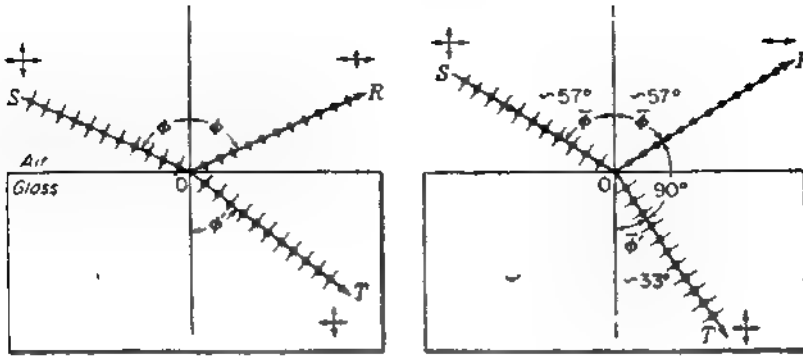
ونظراً لأن الزاوية  $ROT = ٩٠^\circ$  ، يكون لدينا  $\sin \phi' = \cos \phi$  مما يعطى

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = \frac{\sin \phi}{\cos \phi} = n$$

$$( ٢٤ - ٢ )$$

$$n = \tan \phi$$

وهذا هو قانون بروستر ، الذى يبين أن زاوية السقوط للنهاية العظمى للاستقطاب تتوقف فقط على معامل الانكسار . ولهذا تختلف إلى حد ما باختلاف الطول الموجى ، إلا أن التمريق للزجاج العادى يكون بالقدر الذى يجعل زاوية الاستقطاب  $\phi$  لا تتغير كثيراً خلال الطيف المرئى كله . وهذه الحقيقة يتم اثباتها بحساب  $\phi$  لعدد من الأطوال الموجية ، باستخدام قيم  $n$  من الجدول ( ٢٣ - ٢ ) ، كما تم اقتراحه في المسألة ( ٢٤ - ١ ) في نهاية هذا الباب .



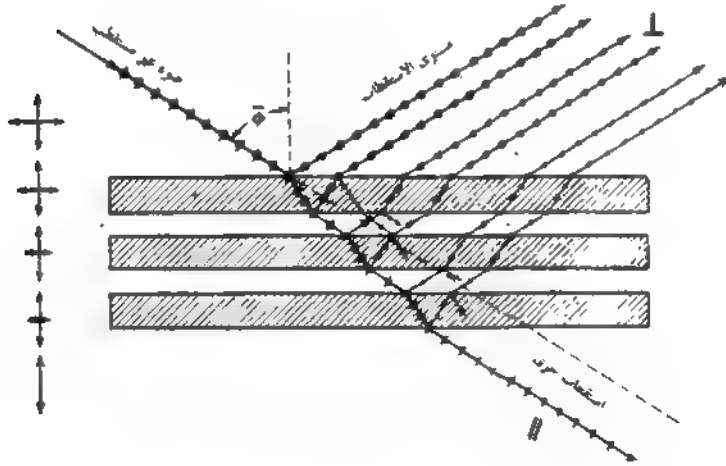
شكل ٢٤ - ٤ : (أ) الاستقطاب بالانعكاس والانكسار (ب) قانون بروستر لزواوية الاستقطاب

ليس من الصعب فهم السبب الفيزيائي في عدم انعكاس الضوء الذي يهتز في مستوى السقوط عند زاوية بروستر . يحرص الضوء الساقط الكثرونات ذرات المادة على التدبذب ، وإعادة الإشعاع منها هي التي تولد الحزمة المنعكسة . عندما تلاحظ الأخيرة عند  $59.0^\circ$  بالنسبة للإشعاع المنكسر ، يمكن للاهتزازات العمودية على مستوى السقوط فقط أن تسهم في ذلك . وتلك التي تقع في مستوى السقوط ليس لها مركبة مستعرضة مع الاتجاه  $59.0^\circ$  ومن ثم لا تستطيع الإشعاع في هذا الاتجاه . ويكون السبب مشابهاً لذلك الذي يسبب هبوط الإشعاع الذي يبته هوائى محطة إرسال أفقى على امتداد اتجاه الأسلاك إلى الصفر . إذا احتفظ الطالب بهذه الصورة في ذاكرته وتذكر أن أمواج الضوء أمواج مستعرضة ، سوف لا يجد مشكلة في تذكر أى المركبتين تعكس عند زاوية الاستقطاب .

## ٢٤ - ٤ الاستقطاب بواسطة مجموعة من الشرائح

عد احتار استقطاب الشعاع الضوئى المنكسر في الشكل ( ٢٤ - ٤ (أ) ، وحد أنه يكون مستقطباً استقطاباً جزئياً لجميع زوايا السقوط ، إذ لا توجد زاوية يكون عندها الضوء المنكسر مستقطباً استقطاباً استوائياً كلياً . ويمكن وصف وطبيعة السطح اعاكس إلى حد ما كما يلي . يمكن النظر إلى الضوء العادى الساقط وكأنه يتكون من حركتين ضوئيتين مستقطبتين استقطاباً استوائياً متعامدتين كما هو موضح في المقرة

( ٢٤ - ٢٥ ) . من تلك الأمواج التي تهتز في مستوى السقوط أى في مستوى الصمحة ، يعكس جزء منها وينكسر جزء آخر لجميع الزوايا باستثناء زاوية واحدة هي زاوية الاستقطاب  $\theta$  ، التي ينكسر عندها كل هذا الضوء . ومن الأمواج التي تهتز في اتجاه عمودى على مستوى السقوط ، ينكسر جزء من طاقتها وينكسر الباقي عند أى زاوية سقوط . ولهذا يكون الشعاع المنكسر محتوياً دائماً على بعض من مستويى الاستقطاب . لسطح زجاجى مفرد معامل انكساره  $n = 1.50$  ، سنتين فيما بعد [ الفقرة ( ٢٥ - ١ ) والشكل ( ٢٥ - ٢ ) ( ب ) ] ، أن ١٠٠٪ من الضوء الذى يهتز موازياً لمستوى السقوط ينفذ عند زاوية الاستقطاب ، فى حين ينفذ فقط ٨٥٪ من الاهتزازات العمودية ، ويعكس الـ ١٥٪ المتبقية . وتكون درجة الاستقطاب للحزمة النافذة صغيرة بوضوح بالنسبة لسطح مفرد .



شكل ٢٤ - ٥ : استقطاب الضوء بواسطة مجموعة من الشرائح الزجاجية .

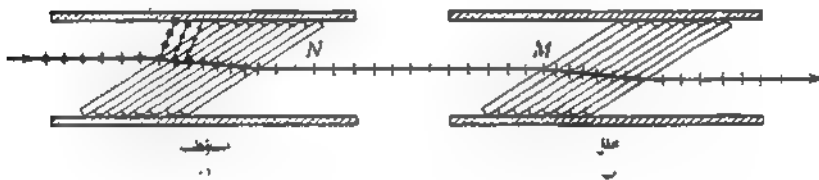
إذا سقطت حزمة من الضوء العادى على مجموعة من الشرائح بزواوية سقوط تساوى زاوية الاستقطاب كما فى الشكل ( ٢٤ - ٥ ) ، يعكس بعض الاهتزازات العمودية على مستوى السقوط عند كل سطح فى حين تنكسر كل تلك الموازية له . والنتيجة النهائية أن تكون الحزم المنعكسة كلها مستقطبة استقطاباً استوائياً فى نفس المستوى . ونكون

لحزمة المنكسرة ، بفقدائها أكثر وأكثر من اهتزازاتها العمودية ، مستقطبة استقطاباً حزبياً استوائياً . وكلما كان عدد الأسطح أكبر كلما كانت الحزمة النافذة مستقطبة استقطاباً استوائياً بدرجة أكبر . هذا موضح بأشكال الإهتزازة في يسار الشكل ( ٢٤ - ٥ ) . وفي مزيد من المعالجة التفصيلية للاستقطاب بالانعكاس والانكسار ( ارجع إلى الباب ٢٥ ) ، يمكن بيان أن زاوية الاستقطاب للانعكاس الداخلي تناظر تماماً زاوية الانكسار  $\theta$  في الشكل ( ٢٤ - ٤ (ب) ) . ويعني هذا أن الضوء الذي يعكس داخلياً عند الزاوية  $\theta$  يكون أيضاً مستقطباً استقطاباً استوائياً .

يمكن حساب درجة الاستقطاب  $P$  للضوء النافذ بجمع شذق المركبتين الموازية والعمودية . إذا رمزنا لهاتين الشدتين بالرمزين  $I_p$  و  $I_s$  على الترتيب ، يمكن بيان أن\*

$$P = \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s} = \frac{m}{m + [2n^2/(1 - n^2)]} \quad ( ٢٤ - ٣ )$$

حيث  $m$  عدد الشرائح ، أى أن عدد الأسطح  $2m$  و  $n$  معامل انكسارها . تبين هذه المعادلة أنه باستخدام عدد كاف من الشرائح يمكن جعل درجة الاستقطاب تقترب من الواحد الصحيح ، أو  $\sim 100\%$  . وثمة طرق أفضل للحصول على حزمة عريضة



شكل ٢٤ - ٦ : شرائح زجاجية مغطاة عدد زاوية الاستقطاب  $\theta$

من الضوء المستقطب متاحة الآن وسنعرض عليها أدناه . يمكن استخدام مجموعة الشرائح ، ربما ، في عمل وسيلة مناسبة للحصول على الضوء المستقطب وتحليله . يوضح الشكل ( ٢٤ - ٦ ) مجموعتين من هذا النوع ، مستويات السقوط

F. Provostaye and P. Desains, Ann. chem. phys., 30: 159 (1850).

ولم تأخذ الحسابات في الحسبان الشعاع المار مباشرة فحسب بل وتلك التي تعكس داخلياً مرتين أو ثلاث مرات ( ارجع إلى الشكل ٢٤ - ٥ ) ومع ذلك ، لا تشمل تأثيرات الامتصاص ، التي تزيد من  $P$  إلى حد ما فوق القيمة المعطاة بالمعادلة ( ٢٤ - ٣ )

للمستقطب (أ) والمحلل (ب) متوازية . يكون الضوء النافذ عند N مستقطباً استقطاباً استوائياً تقريباً وسينفذ هنا دون عقبات في المحلل . وبدوران المحلل بمقدار  $90^\circ$  حول الخط NM كمحور سيجعل الضوء النافذ ينعدم تقريباً ، لأن الاهتزازات الآن تكون عمودية على مستوى السقوط للمحلل وستعكس نحو الجانب . وبدورانه  $90^\circ$  أخرى يعود الضوء إلى الظهور ، وخلال دورة كاملة ستوجد نهايتان عظيمتان ونهيتان صغيرتان . وأى وسيلة تتكون من مستقطب ومحلل واحداً بعد الآخر تسمى مكشاف للاستقطاب وله استخدامات عديدة .

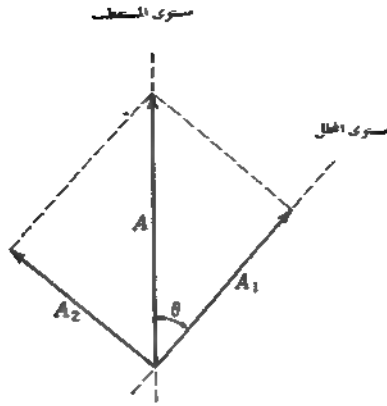
## ٢٤ - قانون مالو\*

بدلنا قانون مالو كيف تغير الشدة النافذة بواسطة المحلل مع تغير الزاوية التي يصنعها مستواه مع ذلك للمستقطب . عندما يكون مستوى النفاذ هو مستوى السقوط في حالة مجموعتين من الشرائح ، يجب أن نفترض أن الضوء النافذ يكون مستقطباً استقطاباً استوائياً تاماً لكي يظل قانون مالو قائماً . وثمة أمثلة توضيحية أفضل عن طريق تجربة الانعكاس المزدوج في الفقرة ( ٢٤ - ١ ) أى مجموعة مؤلفة من غشائين مستطبيين ( بولارويد ) أو من منشوري نيكول ( أنظر تحت ) ، التي يكون الاستقطاب فيها تاماً . عندئذ ينص قانون مالو على أن شدة الضوء النافذ تتناسب مع مربع جيب تمام الزاوية المحصورة بين مستويي النفاذ .

يستند إثبات القانون إلى حقيقة أن أى ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً - ولنقل الضوء الناتج من المستقطب - يمكن تحليله إلى مركبتين ، إحداها موازية لمستوى النفاذ للمحلل والأخرى عمودية عليه . المركبة الأولى منها هي التي يسمح لها بالنفاذ . وفي الشكل ( ٢٤ - ٧ ) ، لشدة A السعة النافذة من المستقطب الذي يتقاطع مستوى النفاذ له مع مستوى الشكل في الخط الرأسى المتقطع . عندما يسقط هذا الضوء على حامل بزوية ، يمكن للمرء أن يحلل السعة الساقطة إلى مركبتين  $A_1$  و  $A_2$  . تستعد الثانية منها في المحلل . في مجموعة الشرائح تنعكس إلى الجانب . لذلك تكون سعة الضوء التي تنفذ من المحلل هي

$$A_1 = A \cos^2 \theta \quad ( ٢٤ - ٤ )$$

\* إيسى لويس مالو ( ١٧٧٥ - ١٨٩٢ ) . مهندس في الجيش الفرنسي . تم اكتشافه للاستقطاب بالانعكاس بالصدفة عند النظر خلال بللورة كالكسيت إلى الضوء المنعكس من نوافذ قصر لو كسمبورج



شكل ٢٤ - ٧ : تحليل صعة الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً إلى مركبتين .

وتكون شدتها

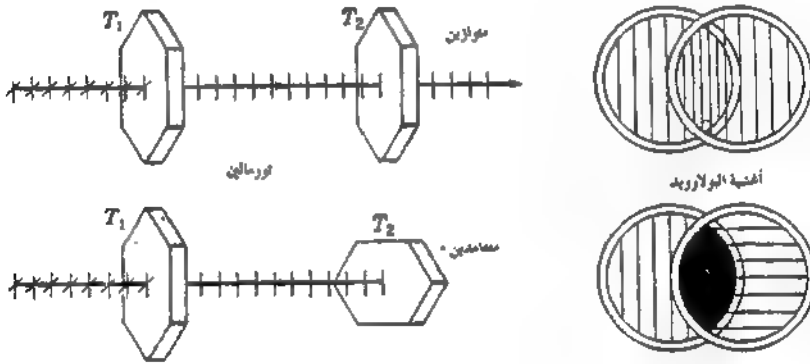
$$I_1 = A_1^2 = A^2 \cos^2 \theta = I_0 \cos^2 \theta \quad ( ٥ - ٢٤ )$$

تشير  $I_0$  هنا إلى شدة الضوء المستقطب الساقط . وهذه بطبيعة الحال نصف شدة الضوء غير المستقطب الساقط على المستقطب ، بفرض إهمال الفقد في الضوء بالامتصاص عند مروره منه . وسيوجد أيضاً فقد في المحلل . وسيستبعد بعض الضوء في الأغشية المستقطبة ( البولاريويد ) أو في منشوري نيكول بالانعكاس عند السطوح . وبالرغم من إهمال هذه التأثيرات عند استنتاج المعادلة ( ٥ - ٢٤ ) ، ينبغي الإشارة إلى أنها تغير فقط من قيمة الثابت في المعادلة ولا تغير من توقف الشدة النسبية على  $\cos^2 \theta$  . ويكون قانون مالو صحيحاً ، ويطبق مثلاً على شدة الضوء المنعكس مرتين في التجربة المشار إليها في الفقرة ( ٢٤ - ١ ) ، ومع ذلك ، تكون قيمتها القصوى بمثابة كسر صغير فقط من الشدة الأصلية . وفي مثل هذه الحالات تكون  $I_0$  في المعادلة ( ٥ - ٢٤ ) هي الشدة عندما يكون المحلل موازياً للمستقطب .

## ٢٤ - ٦ الاستقطاب بالبلورات ثنائية اللون

يكون لهذه البلورات خاصية الامتصاص الانتقائي لإحدى المركبتين المتعامدتين في الضوء العادي . ويبدى عدد من الخامات المعدنية وبعض المركبات العضوية ظاهرة ثنائية

اللون . وربما يكون التورمالين هو أحد أحسن البلورات المعدنية . فعندما تسقط حزمة رفيعة من الضوء العادي على شريحة رقيقة مثل  $T_1$  من التورمالين ، كما في الشكل ( ٢٤ - ٨ ) ، يكون الضوء النافذ مستقطباً . يمكن التحقق من هذا بواسطة بللورة ثانية  $T_2$  . يجعل  $T_1$  أو  $T_2$  متوازيين ، فإن الضوء النافذ من البللورة الأولى ينفذ أيضاً من البللورة الثانية ٨٠ عندما تدار البللورة الثانية بمقدار ٩٠° ينعدم نفاذ الضوء منها ترجع هذه الظاهرة إلى الامتصاص الانتقائي بواسطة التورمالين لجميع الأشعة الضوئية التي تهتز في مستو معين ( تسمى لأسباب يتم شرحها أدناه ، الاهتزازات  $O$  ) لهذا ولـى الشكل الموضح ، يسمح فقط للاهتزازات  $E$  الموازية لحواف البللورة الطويلة بالنفاذ . ونظراً لأن بللورات التورمالين ملونة إلى حد ما ، فإنها لا تستخدم في الأجهزة البصرية كوسائل للاستقطاب أو التحليل .



شكل ٢٤ - ٨ : بللورات ثنائية اللون وأغشية مسقطبة في الوضعين المتوازيين والمعامدين .

ولقد قام هيراباث\* عام ١٨٥٢ م بمحاولات لإنتاج بللورات مستقطبة ذات منافذ كبيرة . ولقد نجح في إنتاج بعض البللورات الجيدة من المركب العضوي بودوكيريتات الكوينين ( تعرف الآن باسم هيراباثيث ) . إلا أنها صغيرة ، وهي تمتص بالكامل إحدى المركبتين وتسمح بفاذ الأخرى دون فقد يذكر . ويحتوي أحد أنواع البولارويد على بللورات من هذه المادة . ولقد اخترع لاند† عام ١٩٣٢ م البولارويد ووجد له

\* W. B. Herapath, *Phil. Mag.*, 3:161 (1852)

† تم تلخيص طيب لتطوير الأغشية المسقطبة تحته في

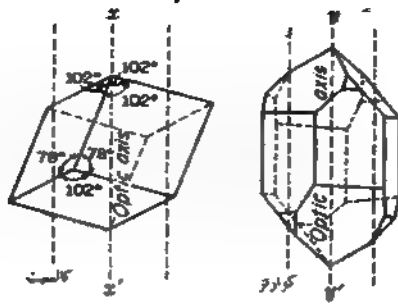
E. H. Land, *J. Opt. Soc. Am.*, 41:957 (1951).

استخدامات عديدة في كثير من الأجهزة البصرية ، تتكون هذه الأغشية من شرائح رقيقة من التيتروسليلوز المعلقة ببللورات مستقطبة دقيقة جدا محاورها الضوئية كلها متوازية . وحديثاً تم عملية ترتيب البللورات كما يلي . تنشر أغشية كحول البوليمينول لانتظام الجزيئات المعقدة وعندئذ تشرب باليود . ومن دراسة حيود الأشعة السينية في هذه البللورات ثنائية اللون ، يمكن بيان أن اليود يوجد في صورة بوليمار ( مؤلف من أجزاء متماثلة ) ، أى كخيوط طويلة منفردة من ذرات اليود تقع جميعها موازية لمحور البنية ، متكررة في هذا الاتجاه كل ٣,١ أنجستروم تقريباً . ونعرف الأغشية المحضرة بهذه الطريقة باسم البولارويد H . ولقد وجد لاند وروجر فيما بعد أنه عند تسخين غشاء رقيق شفاف له اتجاه من كحول البوليمينول في وجود عامل مساعد فعال مزيل للماء مثل كلوريد الهيدروجين ، يقيم الغشاء قليلاً ويصبح بشدة ثنائي اللون . ويصبح مثل هذا الغشاء ثابتاً لا يبيض بضوء الشمس القوي لخلوه من الصبغات . ويكون ما يسمى ببولارويد K مناسباً جداً في استخدامات الاستقطاب كمصابيح السيارات الأمامية والأقنعة الواقية من الشمس . وتثبت الأغشية المستقطبة عادة بين شريحتين رقيقتين من الزجاج الشفاف .

## ٢٤ - ٧ الانكسار المزدوج

إنتاج ودراسة الضوء المستقطب في مدى أعرض من الأطوال الموجية عما يتنبه البولارويد يستخدمان ظاهرة الانكسار المزدوج في بللورات الكالسيت والكوارتز . يكون كل من هذه البللورات شفاف لكل من الضوء المرئي وفوق البنفسجي . يوجد الكالسيت ، كيميائياً عبارة عن كربونات الكالسيوم  $(CaCO_3)$  ، في الطبيعة في أشكال بلورية متعددة على هيئة مشور سداسي في النظام السداسي ) ، إلا أنها قابلة للتفنج إلى مشاير سداسية منتظمة على الصورة الموضحة إلى يسار الشكل ( ٢٤ - ٩ ) . يكون كل وجه من أوجه البلورة على هيئة متوازي أضلاع روابه ٧٨ ٥ و ٥٥ ١٠١ ٥ . إذا نقت صرية بالة حادة ، فإن كل بلورة يمكن أن تنفج أو تسكسر على طول مستويات الانفج إلى اثنتين أو أكثر من البلورات الصغيرة التي تكون أوجهها متوازيات أضلاع بروايا كالموضحة في الشكل ( ٢٤ - ٩ ) .

وتوجد بللورات الكوارتز ، من ناحية أخرى ، في حالتها الطبيعية في أشكال كثيرة مختلفة ، أحد هذه الأشكال الأكثر تعقيداً موضح إلى يمين الشكل ( ٢٤ - ٩ ) وعلى خلاف الكالسيت ، لا تنفج بللورات الكوارتز على طول مستويات البلورة بل تسكسر



شكل ٢٤ - ٩: أشكال بللورات الكالسيت والكوارتز . اتجاه المحور الضوئي موضح بخطوط مضطعة .

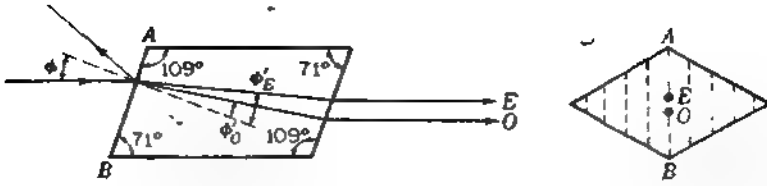
إلى عدة قطع غير منتظمة عدد تلقىها ضربة شديدة . والكوارتز عابر عن سليكا نقية (Si O<sub>2</sub>) . وسيقدم المزيد من التفاصيل المتعلق بهذه البللورات في هذا الباب والأبواب التالية .

• عند سقوط حزمة من ضوء عادى غير مستقطب على بللورة كالسيت أو كوارتز ، سيوجد ، إضافة إلى الحزمة المنعكسة ، حزمتان منكسرتان بدلاً من الحزمة الواحدة المعتادة في الزجاج مثلاً . تسمى هذه الظاهرة ، الموضحة في الشكل ( ٢٤ - ١٠ ) بالانكسار المزدوج .. وبقياس زوايا الانكسار  $\phi$  لزوايا سقوط مختلفة  $\phi$  ، يمكن للمرء أن يجد أن قانون سnel للانكسار .

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = n \quad (٢٤ - ٦)$$

يظل قائماً لشعاع واحد دون الآخر . الشعاع الذى يتبع القانون يسمى الشعاع العادى أو الشعاع O ، ويسمى الآخر الشعاع غير العادى أو الشعاع E .

ونظراً لأن الوجهين المتقابلين للبللورة الكالسيت متوازيان دائماً ، ينفذ الشعاعان المنكسران موازيين للشعاع الساقط ويكون أحدهما لهذا موازياً للآخر . يوجد الشعاع العادى داخل البللورة دائماً في مستوى السقوط . وبعض الاتجاهات الخاصة فقط خلال البللورة يكون هذا صحيحاً للشعاع غير العادى . وعندما يكون الشعاع الساقط عمودياً على السطح ، ينكسر الشعاع غير العادى بزاوية لا تساوى الصفر ويخرج من الوجه المقابل موازياً للشعاع الساقط إلا أنه مزاح عنه ، ويمر الشعاع العادى على استقامته دون انحراف . ودوران البللورة حول الشعاع O سيسبب في هذه الحالة دوران الشعاع E حول الشعاع الثابت



شكل ٢٤ - ١٠ : مقطر الانكسار المزدوج من الجنب والطرف في بلورة كالسيت  
(أ) مقطع عرض لمستوى رئيسي (ب) منظر الطرف

## ٢٤ - ٨ المحور الضوئي

تكون بللورات الكالسيت والكوارتز بمثابة أمثلة للبلورة المتباينة الخواص أو غير الأيسوتروبية أو تلك التي تختلف فيها الخواص الفيزيائية باختلاف الاتجاه . وتكون جميع البللورات فيما عدا تلك التي تنتمي إلى النظام المكعب غير أيسوتروبيه بدرجة أكبر أو أقل . فضلاً عن هذا . فإن المثالين اللذين تم اختيارهما يوضحان نوعاً بسيطاً من غير الأيسوتروبية التي تميز البللورات أحادية المحور . ففي هذا يوجد اتجاه واحد يسمى المحور الضوئي وهو بمثابة محور تماثل بالنسبة لكل من شكل البلورة وانتظام الذرات . فإذا قيسَت أي خاصية كالتوصيل الحراري في اتجاهات مختلفة ، سيكون لها نفس القيمة في أي خط عمودي على المحور الضوئي . وتتغير بتغير الزاوية لتصل إلى نهاية عظمى أو صغرى على طول المحور . واتجاهات المحاور الضوئية في الكالسيت والكوارتز موضحة في الشكل ( ٢٤ - ٩ ) .

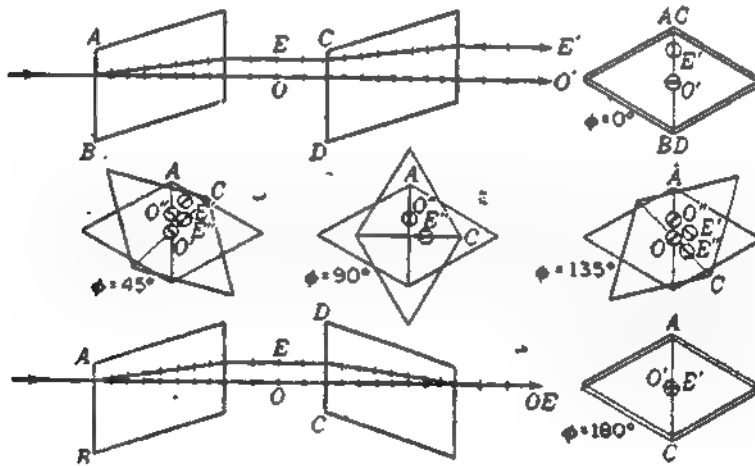
وينعدم الانكسار المزدوج في البللورات أحادية المحور عندما يدخل الضوء البلورة بحيث ينتقل في اتجاه المحور الضوئي . أي أنه لا يوجد انقسام للشعاعين O و E في هذه الحالة . ويكون هذا صحيحاً أيضاً في الاتجاهات العمودية على هذا المحور إلا أن الشعاعين O, E يسلكان مساراً مختلفاً ، إذ يختلفان في السرعة . سيتم اختبار نتائج هذا الفرق الأخير في الباب ٢٧ .

يعين اتجاه المحور الضوئي في بلورة الكالسيت برسم بخط مثل xx' خلال ركن البلورة المنفرج ، بحيث يصنع زوايا متساوية مع كل الأوجه . الركن المنفرج هو ذلك الركن الذي تلتقي عنده أوجه ثلاثة ذات زوايا مفرجة ، ومن مثل هذه الأركان يوجد

ركنان فقط يكونان متقابلين إلى حد ما . ويقع المحور الضوئي  $oo'$  في الكوارتز بطور البلورة . إذ يكون اتجاهه موازياً للأوجه الستة الجانبية ، كما في الشكل . وينبغي التأكيد على أن المحور البصري ليس خطاً معيناً في البلورة وإنما هو اتجاه . أى أن من أى نقطة في البلورة يمكن رسم محور ضوئي يكون موازياً لآخر يمر بنقطة أخرى .

## ٢٤ - ٩ المقاطع الرئيسية والمستويات الرئيسية

عند تعيين مواضع البلورات ، وكذلك اتجاهات الأشعة والاهتزازات ، يكون من المناسب استخدام المقطع الرئيسي ، يجرى عمله بمستوى يضم المحور الضوئي والعمود على أى سطح متفلج . ولأى نقطة في الكالسيت ، توجد ثلاثة مقاطع رئيسية ، واحد لكل زوج من الأوجه المتقابلة للبلورة . ويقطع دائماً المقطع الرئيسي أسطح بللورة الكالسيت في متوازي أضلاع زواياه  $٧١^\circ$  و  $١٠٩^\circ$  كما في الجزء الأيسر من الشكل ( ٢٤ - ١٠ ) . ويقطع المنظر الطرفي لمقطع رئيسي السطح



شكل ٢٤ - ١١ . الانكسار المزدوج والاستقطاب في بللورتي كالسيت مقاطعها الرئيسية تصنع روايا

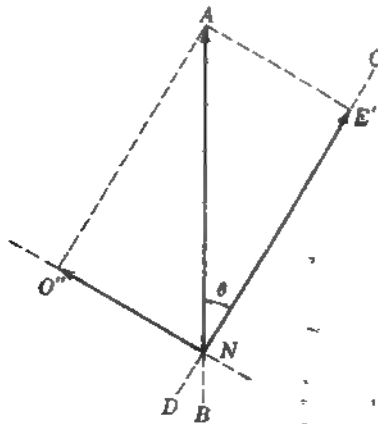
مختلفة

في خط يواري AB ، موضح بخط متقطع في الجزء الأيمن من الشكل . تكون جميع المستويات الأخرى في البلورة الموازية للمستوى الممثل بواسطة AB بمثابة مقاطع رئيسية أيضاً . تمثل هذه بواسطة خطوط متقطعة أخرى .

ولا يعنى المقطع الرئيسى، كما تم تحديده، دائماً بوصف اتجاهات الاهتزازات. وانقد  
ستحدهنا هنا مستويين آخرين، هما المستوى الرئيسى للشعاع العادى، ويضم المحور  
الضوئى والشعاع العادى، والمستوى الرئيسى للشعاع غير العادى، ويضم المحور  
الضوئى والشعاع غير العادى. يقع الشعاع العادى دائماً فى مستوى السقوط. وليس  
هذا صحيحاً بصفة عامة فى حالة الشعاع غير العادى. ولا ينطبق المستويان الرئيسيان  
للشعاعين المنكسرين إلا فى حالات خاصة. والحالات الخاصة هى تلك التى يكون فيها  
مستوى السقوط ممثلاً بمقطع رئيسى، كما فى الشكل ( ٢٤ - ١٠ ). ونخت هذه  
الشروط، يطبق مستوى السقوط والمقطع الرئيسى والمستويان الرئيسيان للشعاعين O و  
E معا.

## ٢٤ - ١٠ الاستقطاب بالانكسار المزدوج.

اكتشف هيجنز، عام ١٦٧٨ استقطاب الضوء بالانكسار المزدوج فى الكالسيت.  
اسقط حزمة ضوئية على بللوريتين كما فى أعلى الشكل ( ٢٤ - ١١ ). عندما تكون  
المقاطع الرئيسة متوازية، تفصل الشعاعين O و E مسافة تساوى مجموع الازاحتين  
الناجتين فى كل بللورة متى استخدمت بمفردها. وبدوران البلورة الثانية فإن كلا من  
الشعاعين O و E ينكسر مقسماً إلى جزئين، مكونين أربعة أشعة كما يرى فى (ب).  
عند الوضع ٥٩٠ كما فى (ج)، ينوى الشعاعان الأصليان O و E ويتلاشيان فى حين  
تبلغ شدتا الشعاعين الجديدين O'' و E'' نهاية عظمى.

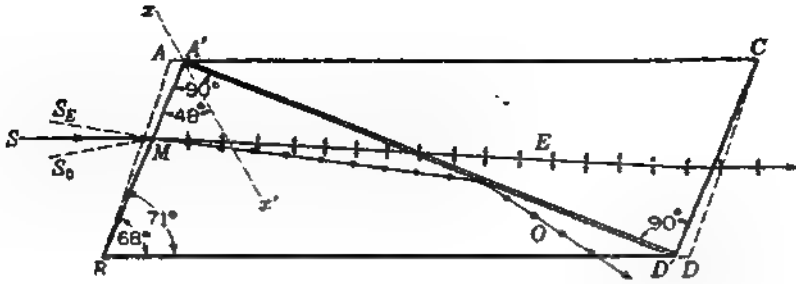


شكل ٢٤ - ١٢ : تحليل الضوء المستقطب إلى مركبتين بالانكسار المزدوج.

وباستمرار الدوران يعود الشعاعان الأصليان إلى الظهور ، وأخيراً ، إذا كان للبلوريتين نفس السمك ، تتحد الأشعة معا مكونة حزمة واحدة في المركز في الوضع  $90^\circ$  كما في الجزء الأسفل من الشكل ، وعندئذ يتلاشى الشعاعان  $O'$  و  $E'$ .

ولهذا ، تمكن هيجز ، باستخدام بلوريتين طبيعيتين من الكالسيت فقط من بيان استقطاب الضوء . وتفسر حركة الأشعة يكون واحداً لا غير بالانحراف بالانكسار ويتم فهمه بسهولة . ومع ذلك ، يتضمن تغير شدة البقع استقطاب الحزمتين الضوئيتين اللتين تتركان للبلورة الأولى . وباختصار يكون التفسير كما يلي . الضوء العادي عند دخوله للبلورة الكالسيت الأولى ينقسم إلى شعاعين مستقطبين استقطاباً استوائياً ، أحدهما الشعاع  $O$  ، ويهتز عمودياً على المستوى الرئيسى ، الذى يكون هنا هو نفسه المقطع الرئيسى ، والآخر هو الشعاع  $E$  ، ويهتز في المقطع الرئيسى . وبعبارة أخرى ، تقوم البلورة بتحليل الضوء إلى مركبتين يجعل إحدى الاهتزازات تتقل في مسار معين والاهتزازات الأخرى في مسار آخر .

ولنأخذ في الاعتبار بتفصيل أكثر ما يحدث لإحدى الحزم المستقطبة استقطاباً استوائياً من البلورة الأولى عندما تمر في البلورة الثانية التى تأخذ اتجاهها عشوائياً زاوية . ولتكن  $A$  في الشكل ( $24^\circ - 12^\circ$ ) بمثابة سعة الشعاع  $E$  الذى يهتز موازياً للمقطع الرئيسى للبلورة الأولى لحظة سقوطه على وجه البلورة الثانية . تسمح هذه البلورة الثانية ، تماماً كما تفعل الأولى ، بنفاذ الضوء الذى يهتز في مقطعها الرئيسى على طول أحد المسارين والضوء الذى يهتز عمودياً على المسار الآخر . وهكذا ينقسم الشعاع  $E$  إلى مركبتين  $E'$  وسعتها  $A \cos \theta$  و  $O'$  وسعتها  $A \sin \theta$  تنفذ هاتان المركبتان من البلورة الثانية بشدة نسبية تعطى بواسطة  $A^2 \cos^2 \theta$  و  $A^2 \sin^2 \theta$  على الترتيب عند  $\theta = 90^\circ$  تتلاشى  $E'$  وتصل شدة  $O'$  إلى نهايتها العظمى وقدرها  $A^2$  . وعند جميع النقاط يكون مجموع المركبتين  $A^2 \sin^2 \theta + A^2 \cos^2 \theta$  يساوى بالضبط  $A^2$  وهى شدة الحزمة الساقطة . ويمكن تطبيق نفس المعاملة على انقسام الحزمة  $O$  من البلورة الأولى إلى حزمتين مستقطبتين استقطاباً استوائياً  $O'$  و  $E'$  .



شكل ٢٤ - ١٣ : شكل تخطيطي مفصل لنشور نيكول ، موصفا كيفية عمله من البلورة كالكسيت .

## ٢٤ - ١١ منشور نيكول

هذا هو أحد وسائل الاستقطاب المفيدة جدا وهو مصنوع من البلورة كالكسيت ، ويشتمل اسمه من مخترعه\* . ومنشور نيكول مصنوع بكيفية معينة بحيث يستبعد أحد الشعاعين المنكسرين بواسطة الانعكاس الكلي ، كما في الشكل ( ٢٤ - ١٣ ) . وتوجد عدة أنواع من منشور نيكول\* ، إلا أننا سنصف هنا أحد أكثر الأنواع شيوعاً . تؤخذ أولاً للبلورة طولها ثلاثة أمثال عرضها وتنشط حوافها في المقطع الرئيسي من ٧١° إلى زاوية حادة بدرجة أكبر لتصبح ٦٨° . وعندئذ تقطع البلورة إلى جزئين على طول المستوى  $A'D'$  العمودي على كل من المقطعين الرئيسيين عند الوجهين الخارجيين . يوصل الوجهان المقطوعان ليصبحا مستويين ضوئياً ثم يلصقان معاً بواسطة طبقة رقيقة من الكندابلسم . ونستخدم الكندابلسم لأنها مادة نقية شفافة ومعامل انكسارها وسط بين معامل انكسار الشعاعين O و E . لضوء الصوديوم .

• وليام نيكول ( ١٧٦٨ - ١٨٥١ ) . فيزيائي اسكتلندي أصبح ماهراً جداً في قطع وصقل الحل النقية والبلورات . صمم منشوره عام ١٨٢٨ إلا أنه لم يفهم تفهماً كاملاً طبيعة عمله .  
+ يمكن أن يوجد وصف كامل للمناشر المستقطبة في

A. Johansson, "Manual of Photographic Methods," 2d. ed., pp. 158-164, Mc Graw- Hill Book Company, New York, 1918

معامل انكسار الشعاع O	$n_o = 1.65836$
معامل انكسار الكندابلسم	$n_g = 1.55$
معامل انكسار الشعاع E	$n_E = 1.48641$

تكون الكندابلسم أكبر كثافة ضوئية من الكالسيت للشعاع E وأقل كثافة ضوئية بالنسبة للشعاع O. لهذا، سينكسر الشعاع E في طبقة الكندابلسم لير إلى بللورة الكالسيت، في حين أن الشعاع O سينكسر انعكاساً كلياً عند زوايا السقوط الكبيرة. وتكون الزاوية الحرجة للانعكاس الكلي لشعاع O عند سطح الكندابلسم خلال النصف الأول لبللورة الكالسيت حوالي  $69^\circ$  وتناظر الزاوية المحددة  $SMS_0$  في الشكل (٢٤ - ١٣) وقيمتها  $64^\circ$  تقريباً. وستسمح الزوايا الأكبر من هذه لجزء من الشعاع O بالنفاذ. ويعنى هذا أن منشور نيكول يجب أن يستخدم لضوء يكون بالغ التجمع أو التفرق.

ويكون للشعاع E أيضاً في منشور نيكول حداً زاوياً، بعده ينعكس انعكاساً كلياً بواسطة الكندابلسم. يرجع هذا إلى حقيقة أن معامل انكسار الكالسيت يختلف باختلاف الاتجاه في الكالسيت. وفي الباب التالي، سنرى أن المعامل  $n_E = 1.486$ ، كما يعطى عادة، ينطبق فقط على حالة خاصة لضوء ينتقل عمودياً على المحور الضوئي. وعلى طول المحور الضوئي يتغل الشعاع E بنفس سرعة الشعاع O، ولهذا يكون له نفس معامل الانكسار  $1.658$ . ولزوايا متوسطة يقع معامل الانكسار الفعال بين القيمتين  $1.486$  و  $1.658$ . لهذا توجد نهاية عظمى للزاوية  $SMS_E$  بعدها تصبح الكندابلسم أقل كثافة ضوئية من الكالسيت، وعندئذ سيوجد انعكاس كلي للاهتزازات E. لذلك يقطع المنشور بحيث تكون هذه الزاوية أيضاً تقارب  $64^\circ$ . لهذا يكون اتجاه الشعاع الساقط على منشور نيكول مقصوداً على جانب واحد لتجنب نفاذ الشعاع O ومن ناحية أخرى تجنب انعكاس الشعاع E انعكاساً كلياً. وعملياً، يكون ضرورياً الإبقاء على هذا الحد في النافذة.

تصنع المنشورات المستطبة أحياناً بحيث تكون أوجهها مقطوعة عمودية على جوانبها حتى يدخل الضوء عمودياً على السطح ويتركه عمودياً كذلك. أكثر هذا النوع شيوعاً: منشور حلان تومسون، وله اتساع زاوي يقترب من  $40^\circ$ ، ومن ثم يكون أكبر من منشور نيكول. إلا أن هذا المنشور يجب قطعه بحيث يوازي محوره الضوئي الأوجه الطرفية وهو مبدد للكالسيت، كما أن بللورات الكالسيت الكثيرة تكون غالية

الشر ومن الصعب الحصول عليها . وفي بعض الأنواع الأخرى يثبت النصفان معا بحيث يحصران بينهما طبقة من الهواء بدلاً من الكنديلسم . وهذه الوسيلة ، وتسمى منشور فوكولت ، ستسمح بتنفيذ الضوء فوق البنفسجي . لكن له اتساعاً راوياً حوالي ٥٨ فقط ، ومع ذلك ، يعاني من بعض الصعوبات بسبب التداخل الذي يحدث في الغشاء الهوائي .

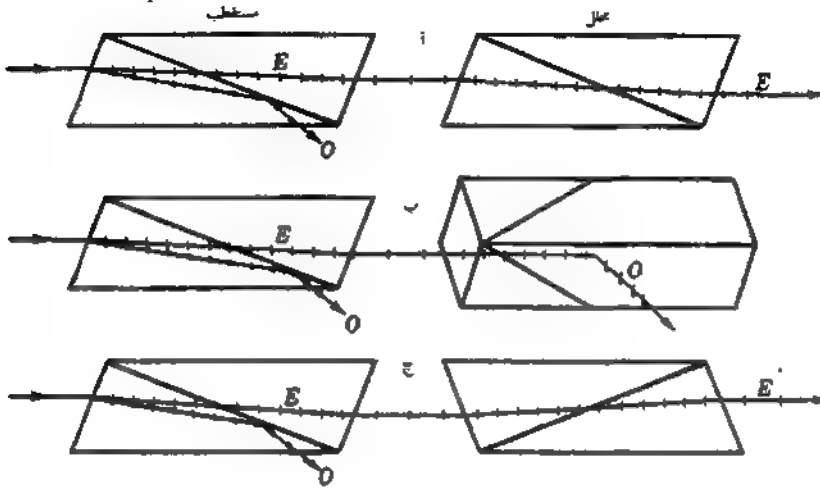
## ٢٤ - ١٢ المستقطبات المتوازية والمتعارضة

عندما يصف منشوراً نيكول أحدهما خلف الآخر كما في الشكل ( ٢٤ - ١٤ ) ، فإنهما يكونان مكشاف استقطاب جيد ( الفقرة ٢٤ - ٤ ) . يشار إلى الوضعين (أ) و (ج) على أنهما مستقطبان متوازيان ، وفيهما يسمح للشعاع E بالنفاذ . بنجم نقص مقداره ١٠٪ من الضوء الساقط بالانعكاس عن أوجه المنشور والامتصاص في طبقة الكنديلسم ، بحيث يكون كل الضوء النافذ من منشور نيكول حوالي ٤٠٪ من الضوء الساقط غير المستقطب . ويمثل الوضع (ب) في الشكل أحد وضعين يكون فيهما المستقطبان متعارضين . ويصبح هنا الشعاع النافذ من منشور نيكول الأول بمثابة شعاع O في المنشور الثاني ، وينعكس بالتالي انعكاساً كلياً إلى الجانب . وللزوايا المتوسطة ، تنقسم اهتزازات E الساقطة من المنشور الأول إلى مركبتين كما هو موضح من رسم المتجهات في الشكل ( ٢٤ - ١٢ ) ، حيث تكون  $\theta$  الزاوية بين المقطعين الرئيسيين لمنشوري نيكول . تعتمد المركبة E' من منشور نيكول الثاني وشدها  $A^2 \cos^2 \theta$  وتنعكس المركبة O' انعكاساً كلياً . مرشحات البولارويد المتوازية والمتعارضة موضحة في الشكل ( ٢٤ - ٨ ) .

## ٢٤ - ١٣ الانكسار بواسطة مناشير الكالسيت

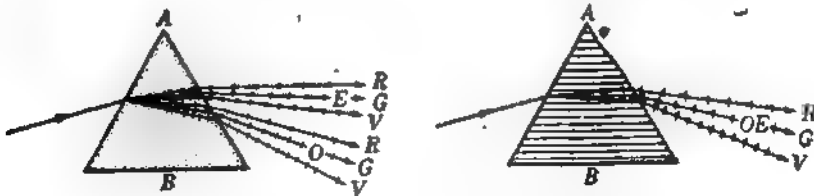
تقطع مناشير الكالسيت أحياناً من بللورات بهدف بيان الانكسار المزدوج والتفريق في نفس الوقت وكذلك الانكسار المفرد على طول المحور الضوئي . وثمة منشوران منتظمين من الكالسيت موضحان في الشكل ( ١٤ - ١٥ ) ، الأول مقطوع بحيث يكون محوره الضوئي موازياً للحافة A الكاسرة ، والآخر بحيث يكون محوره أيضاً موازياً للحافة B الكاسرة . يوجد في المنشور الأول انكسار مردوح لجميع الأطوال الموجية وبالتالي طيفان . كاملان مستقطبان استقطاباً استوائياً ، أحدهما متجهاته الكهربائية موازية لمستوى السقوط والآخر متجهاته الكهربائية عمودية عليه . وثمة عرض

مثير لهذا الاستقطاب يكون مصحوباً بادخال مستقطب في الحزم الساقطة أو المكسرة وندوراً المستقطب ، فيختفى أولاً طيف واحد ثم يختفى الآخر عندئذ .



شكل ٢٤ - ١٤ : منشور نيكول مثنان كمستقطب ومحلل

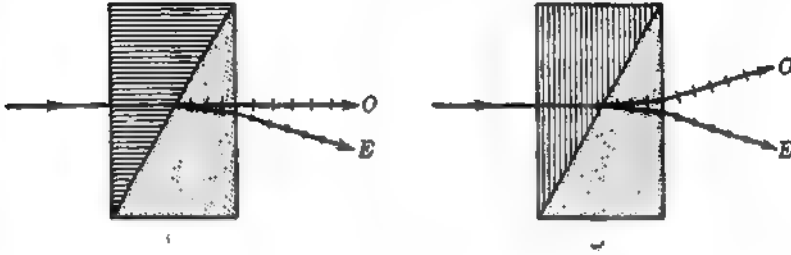
في الشكل ( ٢٤ - ١٥ (ب) ) ، يظهر طيف واحد فقط في المنشور الثاني ، كما في المنشور الزجاجية . يتغل الضوء هنا على طول المحور الضوئي ، أو قريباً منه ، بحيث



شكل ٢٤ - ١٥ : انكسار مزدوج وآخر مفرد لضوء أبيض بمناسير مقطوعة بزوايا مختلفة من بلورات كالسيت

بالرغم من أن منشور نيكول تعطي أتم استقطاب عن أى وسيلة أخرى شائعة الاستعمال في المعامل ، إلا أن أعنية الولارويد أو مجموعة الشرائح الزجاجية الموصعة في الشكل ( ٢٤ - ٦ ) تكون مناسبة جداً لكل تجارب العرض تقريباً

يتراكب الطيفان . وفي هذه الحالة ، عندما يدار المستقطب ، لن تتأثر الشدة كما يحدث في المنشور الأول . والمعالجة الأكثر تفصيلاً للانكسار المزدوج في الباب ٢٦ ستوضح هذه المشاهدات التحريية .



الشكل ٢٤ - ١٦ : رسوم توضيحية (أ) لمنشور روشون (ب) لمنشور وولاستون مصنوعة من الكوارتز

## ٢٤ - ١٤ منشور روشون وولاستون

يكون مرغوباً فيه في معظم الأحيان فصل حزمة ضوئية إلى مركبتين مستقطبتين استقطاباً استوائياً ، مع الاحتفاظ بهما لمقارنة شدتهما فيما بعد . ولهذا الغرض صممت أنواع أخرى من المنشور ، أكثرها كفاية منشور روشون وولاستون . تسمى هذه الوسائل البصرية أحياناً باسم منشور الصور المزدوجة وتُصنع من الكوارتز أو الكالسيت المقطوعة عند زوايا محددة ويعاد لصقها ثانية بالجليسرين أو زيت الخروع .

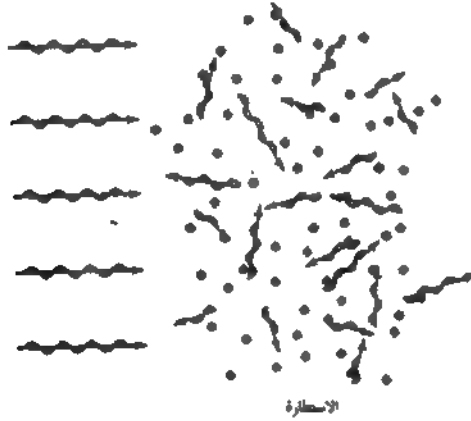
في منشور روشون [ الشكل ( ٢٤ - ١٦ ) (أ) ] ، ينتقل الضوء الداخل عمودياً على السطح على طول المحور الضوئي للمنشور الأول وعندئذ يعاني انكساراً مزدوجاً عند السطح الفاصل للمنشور الثاني . يكون المحور الضوئي للمنشور الثاني عمودياً على مستوى الصفحة ، كما هو موضح بالنقط . وفي منشور وولاستون [ الشكل ٢٤ - ١٦ (ب) ] يدخل الضوء عمودياً على السطح وينتقل عمودياً على المحور الضوئي حتى يسقط على المنشور الثاني حيث يأخذ الانكسار المزدوج مكانه . والفرق الأساسي بين الإثنين موضح في الأشكال بواسطة اتجاه الشعاعين المنكسرين . فمنشور روشون يسمح بفقد اهتزازات  $O$  دون انحراف ، وتكون الحزمة لا لونية . ويكون هذا مرغوباً فيه كثيراً في الأجهزة البصرية حيث يكون المطلوب حزمة ضوئية واحدة مستقطبة استقطاباً

و

...

استوائياً . وتحجب الحزمة E اللونية على مسافة كبيرة بدرجة كافية من المنشور .

يحرف منشور وولاستون كلا من الشعاعين ويؤدى هذا بالتالى إلى زيادة تباعد الشعاعين اللذين يكونان لوتين قليلا . ويستخدم كثيراً عندما تكون المقارنة بين شدتهما مطلوبة . ستكون هاتان الشدتان متساويتين لضوء غير مستقطب إلا أنهما يختلفان إذا كان الضوء مستقطباً بأى كيفية . تنبى الإشارة إلى أنه فى منشور روشون لا بد أن يدخل الضوء دائماً من اليسار لكى ينتقل أولاً على طول المحور الضوئى كما فى الشكل . إذا انتقل فى اتجاهات أخرى ستمر الأطوال الموجية المختلفة مهتزة فى مستويات مختلفة بسبب ظاهرة تعرف بالتفريق الدورانى ( إرجع إلى الفقرة ٢٨ - ٢ ) . هذه الظاهرة وكذلك الاتجاهات التى تأخذها حزم الانكسار المزدوج فى الكوارتز ، ستم معالجتها بالتفصيل فى الأبواب التالية .



شكل ٢٤ - ١٧ : أمواج الضوء المستطارة بواسطة جزيئات الهواء ( من هـ . إ . هوايت « الفيزياء الحديثة للكلبات » الطبعة السادسة ، دار نشر د. فان نوستراند ، نيويورك ، ١٩٧٢ . بصريح من الناشر )

## ٢٤ - ١٥ استطارة الضوء وزرقة السماء

تعد استطارة الضوء بواسطة الجسيمات المادية الصغيرة مسئولة عن بعض أجمل الظواهر الطبيعية . إذ ترجع زرقة السماء وحمرة الغروب إلى الاستطارة . فعند مرور ضوء الشمس خلال الهواء الجوى . ، يمتص جزء كبير منه بواسطة جزيئات الهواء التى تطلقها على الفور فى بعض الاتجاهات الجديدة ( ارجع إلى الفقرة ٢٢ - ٩ ) .

تكون ظاهرة الاستطارة مشابهة لتأثير أمواج الماء على الأحسام الطافية ، عند إلقاء حجر صغير في بركة بها ماء ساكن ، فإن قطعة من الفلين تطفو في المنطقة المجاورة تأخذ في الاهتزاز إلى أعلى وإلى أسفل بتردد يساوى تردد الأمواج المارة . ويمكن تصور أمواج الضوء وهي تؤثر بنفس الكيفية على جزيئات الهواء وكذلك على دقائق الغبار أو الدخان . وإذا حدث أن اضطرت موجة ضوئية مارة جزئياً أو جسيماً إلى الاهتزاز ، فإن هذه الموجة يمكن أن تشع ثانية في أى اتجاه عشوائى . وهذا موضح بالرسم التخطيطى فى الشكل ( ٢٤ - ١٧ ) . تستطار أمواج الضوء كما هو موضح فى جميع الاتجاهات .

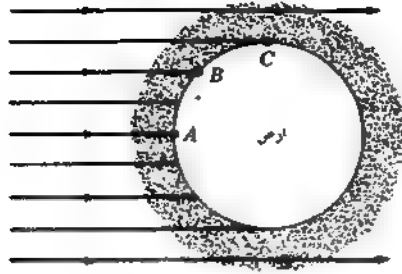
ومن المعروف منذ مدة طويلة أن أمواج الضوء القصيرة تستطار بدرجة أكبر مما فى حالة الأمواج الطويلة . وبالتحديد ، وجد بالتجربة أن الاستطارة تتناسب مع الأس الرابع للتردد أى ، ( نفس الشيء ) عكسياً مع الأس الرابع للطول الموجى :

$$\text{الاستطارة} \propto \nu^4 \quad \text{الاستطارة} \propto \frac{1}{\lambda^4}$$

تسمى هذه العلاقة بقانون الأس الرابع أو قانون مقلوب الأس الرابع . وتبعاً لهاتين العلاقتين ، يستطار الضوء البنفسجى ذو الطول الموجى القصير عد طرف الطيف بمقدار ١٠ أمثال ما يستطار به الضوء الأحمر ذو الطول الموجى الطويل . ولجميع ألوان الطيف الستة ، يكون أكثرها استطارة البنفسجى والأزرق ، يليها الأخضر والأصفر والبرتقالى والأحمر . ولكل موجة حمراء (  $\lambda = 700$  نانومتر ) استطارة من ضوء الشمس يوجد ١٠ أمواج بنفسجية (  $\lambda = 400$  نانومتر ) :

بنفسجى	بنفسجى	بنفسجى	بنفسجى	بنفسجى	بنفسجى
10	6	3	2.5	2	1

عندما تكون الشمس متألقة الإضاءة فى يوم صاف ، تبدو السماء كلها صابرة إلى الزرقة الخفيفة . يكون هذا اللون خليطاً لألوان الطيف المستطارة غالباً بجزيئات الهواء ويمكن بيان أن ألوان الطيف ، إذا اختلطت بنفس نسب الأعداد الموجودة فى الصف الموضح سابقاً ، سينشأ الضوء الأزرق الخفيف للسماء . وسيظهر هذا فى أسهى صورة من خلال تجربة غروب الشمس فى الفقرة التالية .



شكل ٢٤ - ١٨ : شكل تخطيطي يوضح استطارة الضوء بواسطة جزيئات الهواء الجوي ( م . ه . إ .  
هوايت ) الفيزياء الحديثة للكليات ، الطبعة السادسة ، دار نشر د . فان نوسترااند ، نيويورك ، ١٩٧٢ .  
بمصر ( من الناشر ) .

## ٢٤ - ١٦ حمرة الغروب

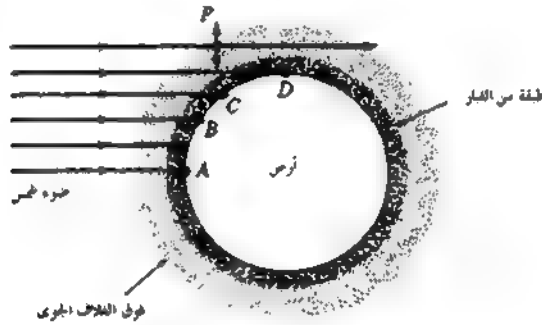
لا يكون غروب الشمس ملوناً بشدة بأي حال في أى يوم صاف . ولرؤيته ملوناً بشدة ينبغي وجود دقائق من الغبار والدخان في الهواء . وكون هذا ضروري موضح في الشكل ( ٢٤ - ١٩ ) ، حيث توجد طبقة متوسطة من الغبار والدخان سمكها ١ أو ٢ كم منتشرة على مسافة كبيرة من سطح الأرض ، بالنظر إلى أعلى في مثل هذا اليوم المقعم بالدخان ، سيري المشاهد سماءً زرقاء فقط . فضوء الشمس ينتقل مسافة قصيرة ١ أو ٢ كم خلال طبقة الدخان . وبظراً لأن مقداراً ضئيلاً من اللون إن وحد سيستصار ، فإن قرص الشمس سيبدو أبيض اللون محاطاً بسماء زرقاء .

ومع انقضاء فترة ما بعد الظهر والاقتراب من غروب الشمس ، فإن أشعة الشمس المباشرة يجب أن تقطع مساراً أطول خلال الغبار والدخان . وقبل ساعة أو نحوها من غروب الشمس سيمتقبل المشاهد الأشعة من اتجاه C ، ويصنع مسار الضوء زاوية كبيرة مع الأفق . وبمرور الأشعة خلال مسار أطول من نظيره وقت الظهر ، ينتظر البوناد البنفسحي والأزرق إلى الخارج ، وتبدو الألوان التي ترد إلى المشاهد وهي الأحمر والبرتقالي والأصفر والأخضر ضاربة إلى الأصفر الخفيف .

إلا أنه قبل الغروب مباشرة ، عندما يرى المشاهد الضوء في الاتجاه D تمر الأشعة خلال ١٠ أو ١٠٠ كم من جسيمات الغبار والدخان ، وتستطار جميع الألوان إلى

الخارج فيما عدا أمواج الأحمر من ضوء الشمس المباشر . ويظهر قرص الشمس أحمر ، ويكون معظم ما يحيط به يرتقالي وأحمر . وتظل السماء فوق رؤوسنا ررقاء خفيفة . وإذا كانت طبقة الغبار والدخان كثيفة جداً ، فإن الأحمر سيستطار أيضاً في جميع الاتجاهات وسيختفى لون الشمس الأحمر الغامق قبل وصولها إلى الأفق .

ولعل واحدة من أجل تجارب العرض في كل فروع العلم هو استطارة الضوء بواسطة جسيمات الكبريت المعلقة في الماء ( أنظر الشكل ٢٤ - ٢٠ ) . يسمح لحزمة متوازية لضوء أبيض من قوس الكربون وعدسة  $L_1$  بالمرور خلال حوض أسماك جوانبه جميعها من الزجاج . عندما تمر الحزمة خلال ثقب في حاجز ، تتكون صورته على



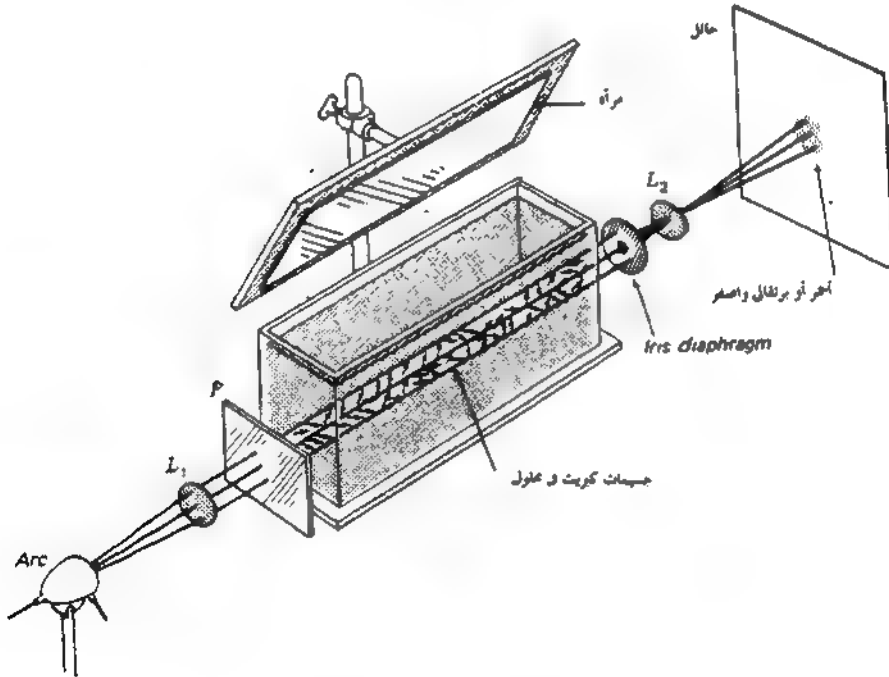
شكل ٢٤ - ١٩ : استطارة الضوء بواسطة طبقة من الغبار بالقرب من سطح الأرض تجعل الشمس تتحول من اللون الأبيض عند A إلى الأصفر عند B ، ثم البرتقالي عند C وأخيراً عند D إلى الأحمر عند الغروب [ من هـ . إ . هـايت « الفيزياء الحديثة للكليات » الطبعة السادسة ، دار نشر د . فان نوسترايد ، نيويورك ، ١٩٧٢ . ( بصريح من القاهر )

شاشة كبيرة بواسطة عدسة  $L_2$  . وللحصول على جسيمات الكبريت الدقيقة للاستطارة ، يداب أولاً حوالي ٤٠ جم من بودرة التشيت الفوتوغرافي ( هيو كبريتات الصوديوم ) في حوالي ٧,٥ لتر من ماء مقطر صاف . وعندما يكون المرء مستعداً لإجراء تجربة العرض على نطاق صغير أو كبير ، يصب في الحوض من ١ إلى ٢ ملى لتر من حمض كبريتيك مركز ( منحل سابقاً في حوالي ١٠٠ ملى لتر من الماء المنقطر ) . مع التحريك التام .

عند الاحتياج إلى مزيد من الماء ، تستخدم نفس سبة هيو كبريتات الصوديوم إلى الماء المعطاة سابقاً والكمية الصحيحة من الحمض لإعطاء أفضل النتائج يتم تعيينها بالتجربة .

سيبدأ تكوين جسيمات الكبريت المجهرية خلال دقيقتين التي يمكن مشاهدتها بواسطة الضوء المستقطار الأزرق الباهت من الحزمة ، وبعد دقيقتين أو ثلاث لن تلبث حدود الحزمة أن تختفي ، وعندئذ سيمتلئ الحوض بأكمله باللون الأزرق . والضوء المستقطار من الحزمة المركزية يستطار مرة ثانية وثالثة قبل خروجه من الحوض . وهذا ما يسمى بالاستطارة المتعددة .

عندما تبدأ الاستطارة أولاً في الظهور في الحوض ، فإن الشمس محاكاة بالصورة الدائرية على الشاشة الكبيرة ستتحول إلى اللون الأصفر . بعدئذ ، وعندما تأخذ الاستطارة مكانها أكثر وأكثر ، ستختفي الألوان البنفسجي والأزرق والأخضر وفي النهاية البرتقالي من الحزمة المباشرة ، وستتحول الشمس من الأصفر إلى البرتقالي إلى الأحمر الجميل .



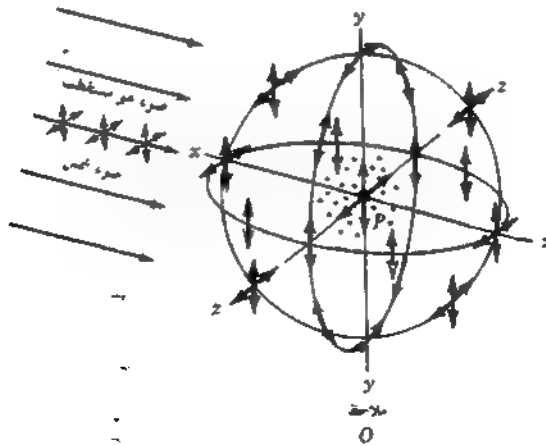
شكل ٢٤ - ٢٠ : تجربة غروب الشمس : بيان استطارة واستقطاب الضوء بواسطة الجسيمات الصغيرة  
 من هـ أ هـايت ، « القهرياء الحديثة للكلبيات » ، الطبعة السادسة ، دار نشر د فان بوسترايد ،  
 نيويورك ، ١٩٧٢ . ( بصرح من الناشر ) .

## ٢٤ - ١٧ الاستقطاب بالاستطارة

إذا استخدمت شريحة مستقطبة كالبولارويد لاختبار زرقة السماء ، يكون الضوء مستقطباً استقطاباً استوائياً جزئياً . وبقليل من الفحص سيظهر أن أقصى استقطاب يحدث عند زاوية  $٥٩.٠$  مع اتجاه ضوء الشمس القادم ويقل إلى الصفر عند  $١٨.٠$  بعد غروب الشمس مباشرة . ووقت الفسق في يوم صاف ، عندما تختفي الشمس مباشرة في الجانب الآخر من الأفق ، يمكن للمرء أن يحدد الاتجاه الذي يكون فيه الاستقطاب صفراً ومنه يمكن تعيين موضع الشمس .

يمكن مشاهدة استقطاب الضوء المستطار باستخدام تجربة حوض الأسماك التي سبق وصفها في الفقرة ( ٢٤ - ١٦ ) . في المراحل الأولى لتكون جسيمات الكبريت ، يمكن للمرء أن يمسك بشريحة مستقطبة أمام أحد عينيه ، والنظر إلى الحزمة بزاوية  $٥٩.٠$  ، وبدوران الشريحة يمكن بيان أن الضوء المستطار يكون مستقطباً استقطاباً استوائياً بمقدار  $١٠.٠\%$  تقريباً . أو بوضع شريحة مستقطبة في طريق الحزمة الساقطة ، كما في الشكل ، ودورانها ، في مشاهدة الحزمة على المرآة وكذلك في الحوض . تكون هذه التحارب بمثابة برهان مقبول بأن الضوء موجة مستعرضة . موجات الصوت موجات طولية ولا تبدى أيًا من الظواهر السابقة .

لنأخذ في الاعتبار الضوء المستقطب من جزئ مفرد من جزئيات الهواء وليكن الجزئ P ، كما في الشكل ( ٢٤ - ٢١ ) . وأن ضوءاً عادياً غير مستقطب يسقط من



شكل ٢٤ - ٢١ . استقطاب الضوء بالاستطارة من جسيمات دقيقة ( من هـ . أ . هوايت ، « الصرياء الحديثة للكليات » الطبعة السادسة ، دار نشر د . فان نوتراند ، نيويورك ، ١٩٧٢ بتصریح من الناشر ) .

اليسار . نفرض أنه مكون من مركبتين مستقطبتين استقطاباً استوائياً . كما في الرسم التخطيطي . إذا امتصت المركبة الساقطة التي تهتز في المستوى «xy» ، فإن تسب اهتزازا لجسيم في الاتجاه  $y$  . وبالتخلي عن هذا القدر من الطاقة يمكن لنفس الموجة أن تنشع في أى اتجاه فيما عدا اتجاه المحور  $y$  . ولكي يشع الضوء في الاتجاه  $y$  ينبغي أن تكون الموجة طولية ، وهذا ممنوع .

نفرض أن مركبة الضوء الساقط تهتز في المستوى  $xz$  ، فإن الجسيم عند  $P$  سيهتز على طول المحور  $z$  . ويسمح الآن للإشعاع أن يبتث ثانية في جميع الاتجاهات فيما عدا اتجاه المحور  $z$  . ولهذا ، يمكن من الرسم التخطيطي (أ) بيان لماذا سيري مشاهد عند  $O$  بنظر إلى زرقة السماء في اتجاه يصنع  $90^\circ$  مع أشعة الشمس أن الضوء الأزرق يكون مستقطباً استقطاباً استوائياً اتجاه اهتزازاته مواز للمحور  $z$  . ليس ثمة جسيم عند  $P$  يمكن أن يهتز على طول المحور  $x$  ، نظراً لأن هذا سيقلب رأساً على عقب مبدأ كون الضوء ليس له مركبة طولية .

وكما هو معروف تكون أمواج الضوء على نحو مناسب كهرومغناطيسية ذات مركبتين مختلفتين ، ولموجة مفردة مركبة كهربية تهتز في مستو واحد ومركبة مغناطيسية تهتز في مستو عمودي ( ارجع إلى الشكل ٢٠ - ٢ ) . وثمة عدد من التجارب العملية في التداخل تبين أن المركبة الكهربية هي المسئولة عن كل الظواهر البصرية المعروفة ( أنظر الفقرة ٢٥ - ١٢ )

## ٢٤ - ١٨ الخواص الضوئية للأحجار الكريمة

منذ العهود الأولى للإمبراطوريات القديمة في الصين والهند ، والقيصرية في روسيا والشاهنشاهية في إيران والشيوخ العرب ، وملوك وملكات أوروبا ، تحتفظ الأحجار كريمة بسحر عظيم . الزمرد والعقيق والياقوت والماس من أعظم الأحجار النفيسة ، التي تصلح كهدايا قيمة من أحد الأثرياء إلى الآخر .

ولقد قامت محاولات عديدة عبر القرون لإنتاج أحجار كريمة صناعياً . وفي السنوات الأخيرة فقط أصبح حلم الإنسان حقيقة . ولم تقتصر معاملنا على استخراج الحبي الطبيعية فحسب ، بل لإنتاج العديد من الجواهر الجديدة والبللورات التي لا توجد في القشرة الأرضية . وللأحجار الصناعية نفس الخواص الكيميائية والفيزيائية للأحجار الطبيعية تماماً ، وفي كثير من الأحيان تكون أكثر حودة من حيث الشكل البللوري عن

نظيرتها الطبيعية . وأبرز ما يشد الانتباه في الجواهر الجيدة القطع هو حجمها أولاً ثم حلوها من الصدعات والشقوق وفي النهاية بريقها ولمعانها .

ويتمى أول أهم الأحجار الكريمة المصنعة في المعامل إلى عائلة الكوراندوم . والكوراندوم بللورة من النظام السداسي الشكل من ألفا ألومينا ( $Al_2O_3$ ) . وتسمى تلك النقية جداً والشفافة والبراقة باسم الياقوت الأبيض . إذا أضيفت نسبة ضئيلة من أكسيد الكروم ( $Cr_2O_3$ ) إلى البللورة أثناء نموها ، نحصل على العقيق ؛ بللورة جميلة جداً قرنفلية اللون أو حمراء . ويمكن الحصول على ياقوت بألوان كثيرة بإضافة أكاسيد معدنية أخرى كالحديد أو التيتانيوم .

ولقد نجحت معامل التصنيع في تقليد الأحجار الكريمة الطبيعية وصنعت عقيقاً وياقوتاً على هيئة نجوم . ويكون للبلورات المصنعة نفس الشوائب الأبرية الشكل التي تسبب التأثير النجمي سداسي الأشعة كما أن لها نفس الخصائص الضوئية . وعين العرق وعين القط أحجار ماثلة ، فيها ترتب كل الأبر الدقيقة أو الأنابيب المجوفة في اتجاه واحد فقط .

ولقد صنع الزمرد في كثير من المعامل منذ ١٩٣٠ م والماس في أحجام صغيرة منذ ١٩٦١ م . وبم الآن إنتاج الأخير بأحجام كبيرة . ليستخدّم في بعض أجزاء الآلات الخاصة المتعددة الأنواع .

ولقد تم حديثاً إنتاج الماس الأبيض النقي ، الأزرق الشاحب والأصفر الشاحب حتى حجم واحد قيراط في معامل البحوث الكهربائية العامة ( أنظر الشكل ٢٤ - ٢٢ ) . تصنع هذا الأحجار من الجرافيت تحت درجة حرارة وضغط مرتفعين جداً . تفريق الماس ولمعانه وبريقه من أحجار مقطوعة كما ينبغي يتم تخطينها على الأقل بواسطة بلورتين مصنعين كبير في الحجم . وهذه هي تينيات الأستراتشيوم والروتيل . معاملات انكسار الماس وتلك البلورات النقية معطاة في الجدول ( ٢٤ - ١ ) . ويمكن حساب معامل انكسار لأطوال موجية أخرى للروتيل ( $TiO_2$ ) من ثوابت معادلات كوشي ؛ المعادلات ( ٢٦ - ٦ ) .

ويباد الخصائص الضوئية للعقيق على شكل كويكبات أو نجم يمكن عمله لى سلك دقيق حول قطعة سداسية من صفيحة من اليلاستيك ( أنظر الشكل ٢٤ - ٢٣ ) . بالنظر إلى مصدر نقطى لضوء أبيض خلال شبكة السلك يمكن للمرء أن يرى المجموعة السحبية . ويلف السلك في اتجاه واحد حول صفيحة مربعة من البلاستيك يمكن رؤية

جدول ٢٤ - معامل انكسار ثلاثة أحجار ثنية .

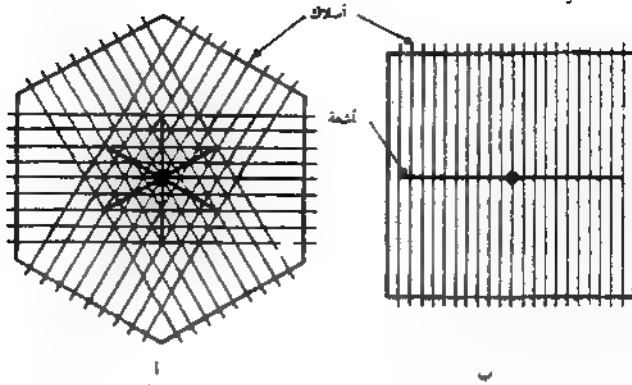
الموجر الكرم	أعشرون ٢٤ الطول الموجي					
	4100	4700	5500	5800	6100	6600
المس	2.458	2.444	2.426	2.417	2.415	2.410
$\text{SrTiO}_3$	2.613	2.524	2.440	2.417	2.398	2.371
الرويل	2.975	2.765	2.650	2.621	2.597	2.569
الرويل E	3.330	3.095	2.953	2.917	2.889	2.530



شكل ٢٤ - ٢٢ . أربع مسات من أشهر الأحجار الكريمة المصعة في معامل الكهرية العامة من الجرافيت . تلك المادة السوداء المستخدمة في صناعة أفلام الرصاص كانت كل من البلورات الأربع في البداية حوالى واحد قيراط . وبعد قطعها وصقلها أصبح ورد كل منها حوالى  $\frac{1}{4}$  قيراط الأولى بقية والثانية ورقاء خفيفة والثالثة ذات لون أصفر كئارى والبلورة السوداء أسفل الشكل لونها أزرق غامق ( تنصريح من هيربرت م ستروم ، الشركة العامة للكهرية ، شينستى ، نيويورك . )

مجموعة محبة ذات شعاعية عين الثمر وعين القط . تشابك الأسلاك يكون ه بعض التأثير على شكل المجموعة المشاهدة .

وتنصع في الوقت الراهن في معامل أمريكية وأجنبية بعض الأحجار الكريمة التى يتراوح قطرها من ١٠ إلى ٢٠ سم وفوق ٤٠٠٠ قيراط في الحجم . تسمى هذه البلورات بكميات كبيرة وتستخدم في أغراض كثيرة . ويسمى العقيق القمرى في مصباح قطرها يتراوح بين ١ إلى ٢ سم ويستخدم في توليد أشعة الليزر في أجهزة عالية الكفاءة من أنواع كثيرة .



شكل ٢٤ - ٢٣ : سلك ملفوف حول صفائح من البلاستيك لمشاهدة المجموعة النحمة المربعة في الأحجار الكريمة (١) بالفرقة على شكل نجمة وبالفرقة على شكل نجمة (ب) عيون الحر وعيون القط .

### مسائل

- ٢٤ - ١ أوجد التغير في زاوية الاستقطاب على طول الطيف المرئي من ٤٠٠٠ إلى ٧٢٠٠ أنجستروم ، لزجاج الباريوم الصخري المدون في الجدول ( ٢٣ - ٢ ) . استخدم أولاً معادلة كوشي ذات الحدين ومعاملات الانكسار عن  $n = 1.563$  أنجستروم و  $n = 1.588$  أنجستروم لإيجاد قيمتي A و B ثم أوجد زاويتي الاستقطاب عند نهايتي الطيف فقط . وأوجد أيضاً الفرق بين الزاويتين .
- [ الإجابة :  $A = 1.57664$  ،  $B = 0.0983 \times 10^{-6}$  أنجستروم<sup>٢</sup> ،  $\theta_1 = 0^\circ$  ،  $\theta_2 = 57.7757^\circ$  ،  $\Delta\theta = 57.7757^\circ$  ،  $\Delta n = 0.02553$  ]
- ٢٤ - ٢ ينعكس ضوء من سطح أملس للماء عند زاوية الاستقطاب . بفرض أن  $n = 1.333$  ، أوجد (أ) زاوية السقوط ، (ب) زاوية الانكسار (ج) صف ما يحدث إذا نظر إلى الضوء المنعكس خلال بللورة كالسيت فتدور حول اتجاه الحزمة المنعكسة .
- ٢٤ - ٣ يحكم الشدة المؤثرة لمصدر ضوئي مستقطب ومحلل بتغير الزاوية  $\theta$  بين مقطعيهما الرئيسيين . إلى أي حد من الدقة تقاس  $\theta$  بالدرجات للحصول على دقة ٢٪ في شدة الضوء النافذ عند وضع ثقل فيه النهاية العظمى إلى ١٠٪ ؟
- ٢٤ - ٤ تكون حزمة من ضوء أبيض مستقطبة جزئياً عند مرورها إلى الزجاج عند زاوية الاستقطاب . بفرض أن انعكاس ١٥٪ من شدة الاهتزازات  $\delta$  عند كل سطح ، أوجد درجة الاستقطاب (أ) إذا أهملت الانعكاسات المتعددة داخل الشريحة (ب) إذا

أخذت الانعكاسات الداخلية في الحسبان (ج) أوجد درجة الاستقطاب في حالة وجود ١٢ شريحة . إفرض أن  $n = 1,500$   
 [ الإجابة (أ) ١٦,١١ % (ب) ١٤,٧٩ % (ج) ٦٧,٥٧ % ]

٢٤ - ٥ حزمة ضوء أبيض عادي على ثلاثة مستقطبات ثائية اللون ، الثاني منها مهيأ عند ٢٥° مع الأول والثالث عند ٥٥° في نفس الاتجاه مع الأول . ما شدة الضوء النافذ خلال المجموعة بالنسبة لشدة الضوء الساقط غير المستقطب ، (أ) بإهمال الضوء المنعكس من الأوجه الستة و (ب) بفرض أن ٤% من الضوء تنعكس عن كل وجه ؟  
 ٢٤ - ٦ احسب الشدات النسبية للصور (أ)  $O'$  و  $E'$  و (ب)  $O''$  و  $E''$  التي يتم الحصول عليها في تجربة البلوريتين في الشكل ( ٢٤ - ١١ ) عندما تكون الزاوية بين المقطعين الرئيسيين ٦٠° .

٢٤ - ٧ وضعت بللورة كمكشاف للاستقطاب ، المستقطب والمحلل موازيان . يصنع المقطع الرئيسي للبلورة زاوية ٣٥° على مستوى النفاذ للمستقطب والمحلل . أوجد نسبة شدتي الحزمتين E و O (أ) عندما يتركبان للبلورة و (ب) بعد تركبها المحلل .  
 [ الإجابة : (أ) ٢,٠٤٠ ، (ب) ٤,١٦٠ ]

٢٤ - ٨ (أ) احسب درجة الاستقطاب للضوء الناتج عن استقطارة إلى عند ٧٠° مع اتجاه الحزمة الأولية . (ب) احسب شدة هذا الضوء بالنسبة لتلك المستقطارة في الاتجاه المضاد .

٢٤ - ٩ في منشور وولاستون من الكوارتز زاوية رأسه ٣٠° ، (أ) ما المسافة الفاصلة بين اللونين على جانبي المركز ؟ استخدم خطوط فردنهوفر من C إلى F .  
 (ب) ما المسافة الفاصلة للضوء D في الحزمتين المستقطبتين ؟ (ج) ما نسبة (أ) إلى (ب) ؟ أراجع إلى الجدول ( ٢٦ - ١ ) لمعاملات الانكسار .



# الفصل الخامس والعشرون

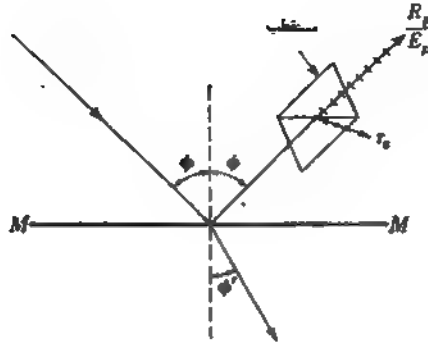
## الانعكاس

من بين الموضوعات المطروقة في الباب الأخير وما ستناوله الآن مناقشتها بالتفصيل هي تلك الموضوعات المتعلقة بالاستقطاب بالانعكاس والنفاز . هنالك دروس التأثيرات التي تنجم عند زاوية سقوط معينة تسمى زاوية الاستقطاب . سنتناول الآن بالدراسة مميزات الضوء المنعكس والنافذ من حيث توقفها على كل من الطول الموجي والاستقطاب وزاوية السقوط ، مع افتراض أن السطوح تكون مستوية ضوئياً . وهذا يعني أن أى تعرجات على السطح ينبغي أن تكون صغيرة بمقارنتها بالطول الموجي . وتلعب خواص المادة العاكسة دوراً أساسياً ، إذ يكون الامتصاص أحد العوامل الهامة . والمعادن عامة أفضل العاكسات ، وسنتبين أن هذه الخاصية تتعلق بقدرتها على توصيل الكهربية وبالتالي على امتصاصها العالي . ومع ذلك ، نبدأ بأبسط حالة ؛ حالة المواد العازلة غير الموصلة كالزجاج .

### ٢٥ - ١ الانعكاس من العازلات

يمكن كما يلي وصف السات الأساسية للانعكاس عن سطح زجاجي مفرد . عند سقوط حزمة من ضوء مرئي غير مستقطب عمودياً على سطح زجاجي ينعكس حوالي ٤٪ من شدتها بنفذ ٩٦٪ . عند تغيير زاوية السقوط تزداد قوة الانعكاس أولاً ببطء ثم بسرعة حتى ٩٠° ، إذ ينعكس كل الضوء عند السقوط اللامس .

تينا في مستهل الباب السابق وجود زاوية سقوط واحدة يكون عندها الضوء المنعكس مستقطباً استقطاباً استوائياً ، متجه الكهربي عمودى على مستوى السقوط . وعند زوايا سقوط تختلف عن هذه الزاوية يكون الضوء المنعكس مستقطباً استقطاباً جزئياً فقط . ويكون من السهل تفهم هذا بدلالة انعكاس المركبتين المستقطبتين:



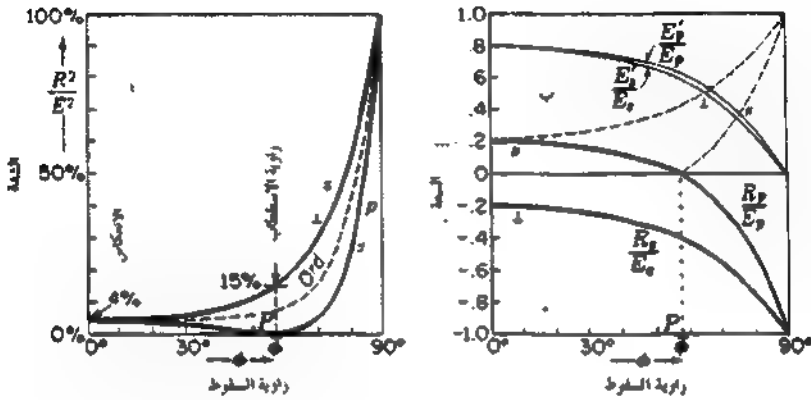
شكل ٢٥ - ١ : تحليل الضوء المنعكس إلى مركبتين مستقطبتين استقطاباً استوائياً

استقطاباً استوائياً المكونتين للضوء غير المستقطب الساقط ، تكون اهتزازاتهما على الترتيب موازية لمستوى السقوط وعمودية عليه . ويتم هذا في المعمل عادة باختبار الضوء المنعكس الذي يمر خلال منشور نيكول أو أى مستقطب آخر [ أنظر الشكل ( ٢٥ - ١ ) ] . إذا هيء المستقطب ليكون مقطعه الرئيسى موازياً لمستوى السقوط يمكن قياس الاهتزازات P الموازية لمستوى السقوط . وبدوران المستقطب ٩٠° ، عندئذ يسمح بقياس الاهتزازات s العمودية على مستوى السقوط ( s ترمز هنا إلى كلمة ألمانية معناها العمودية senkrecht ) . ونتائج مثل هذه التجربة كدالة لزاوية السقوط تمثل بياناً بمنحنيين متصلين كما في الشكل ( ٢٥ - ٢ (أ) ) . تكون المحاور الرأسية هي  $R_p^2/E_p^2$  و  $R_s^2/E_s^2$  وتدل على الترتيب على انعكاسية الضوء P وانعكاسية الضوء s . ويمثل الجزء (ب) من الشكل السمات التي تم مناقشتها فيما يلي .

تمثل منحنيات الشكل ( ٢٥ - ٢ ) بدقة كبيرة معادلات نظرية استنتجها فرنل أول مرة من نظرية الجامد - المرن ، وتعرف بقوانين فرنل للانعكاس . ونعرض لها هنا فقط موضحين تطبيقاتها على السمات الرئيسية للعازلات . ويمكن كتابة هذه القوانين كما يلي

$$\begin{aligned} ( ٢٥ - ١ ) \quad \frac{R_s}{E_s} &= -\frac{\sin(\phi - \phi')}{\sin(\phi + \phi')} & \frac{R_p}{E_p} &= \frac{\tan(\phi - \phi')}{\tan(\phi + \phi')} \\ ( ٢٥ - ٢ ) \quad \frac{E'_s}{E_s} &= \frac{2 \sin \phi' \cos \phi}{\sin(\phi + \phi')} & \frac{E'_p}{E_p} &= \frac{2 \sin \phi' \cos \phi}{\sin(\phi + \phi') \cos(\phi - \phi')} \end{aligned}$$

تدل الرموز  $E, R, E'$  على سعات المتجهات الكهربية للضوء الساقط والمنعكس والمنكسر على الترتيب ، ونرمز الأدلة السفلية على مستوى الاهتزازة . وتشير الراويتان  $\phi$  و  $\phi'$  على زاويتي السقوط والانكسار .



شكل ٢٥ - ٢ : الانعكاسية والسعات في حالة عازل معامل انكساره  $n = 1.5$

ويوضح الشكل ( ٢٥ - ٢ (ب) ) رسماً بيانياً للسعات الجزئية المعطاة بالمعادلتين ( ٢٥ - ١ ) و ( ٢٥ - ٢ ) كدالة لزاوية السقوط ،  $\phi$  و  $\phi'$  المستخدمة في هذه المعادلات مستمدة من معامل الانكسار ١,٥٠ . وتمثل المنحنيات المتصلة السعات موجبة وسالبة كما تعطىها المعادلات ، بينما تمثل المنحنيات المنقطعة المقادير المطلقة للمركبات المنعكسة وتدل الإشارة السالبة على تغير في الطور . مقداره  $\pi$  ، تناقضه فيما بعد . ومع ذلك ، تكون الإشارة السالبة غير ذات موضوع بالنسبة للشدة نظراً لأنها تتوقف على مربع السعة . وتعطى الانعكاسية بواسطة

$$( ٢٥ - ٣ ) \quad \frac{R_p^2}{E_p^2} \quad \text{و} \quad \frac{R_s^2}{E_s^2}$$

وتمثلها منحنيات الجزء (أ) من الشكل . عندما تكون  $\phi = 0$  ، أى في حالة السقوط العمودى يجب أن تنعكس المركبتان الموازية والعمودية بنفس المقدار لأن مستوى السقوط هنا يكون غير محدد كما أنه لا يمكن التمييز بين المركبتين . ويريد  $\phi$  تنخفض  $R_p^2/E_p^2$  وتزداد  $R_s^2/E_s^2$  حتى تبلغ قيمتهما على الترتيب صفر ٥٠ ٪ ، عند زاوية الاستقطاب وعند السقوط المتساوى تنعكس المركبتان بأكملهما .

- ٥ سطحاً زجاجياً يصبح كمرآة تامة تقريباً عند النظر إلى مصدر الضوء في اتجاه أقرب ما يكون لمستوى السطح العاكس . ويمكن بسهولة إثبات أن غشاءً شبه زجاجي يعطى صفحة هذا الكتاب يعمل كعاكس قوى عند السقوط اللمس .

ولا تنتج قيمة الانعكاسية عند السقوط المسمى مباشرة من المعادلات ( ٢٥ - ١ ) ، أى بوضع  $\phi = \text{الصفر}$  ، نظراً لأن مثل هذا التعويض يؤدي إلى كمية غير محددة . ومع ذلك يمكن تقديره كما يلي . عند الاقتراب من السقوط العمودي يكون كل من  $\phi$  و  $\phi'$  صغيرة وعندئذ يمكننا وضع الظلال تساوى الجيوب لنحصل على

$$\frac{R_p}{E_p} = - \frac{R_s}{E_s} = \frac{\sin(\phi - \phi')}{\sin(\phi + \phi')} = \frac{\sin \phi \cos \phi' - \cos \phi \sin \phi'}{\sin \phi \cos \phi' + \cos \phi \sin \phi'}$$

وبقسمة كل من البسط والمقام على  $\sin \phi'$  واستبدال  $\sin \phi / (\sin \phi')$  بواسطة  $n$  نجد أن :

$$( ٢٥ - ٤ ) \quad \frac{R}{E} = \frac{n \cos \phi' - \cos \phi}{n \cos \phi' + \cos \phi} \approx \frac{n - 1}{n + 1}$$

وذلك عندما تتحول الزوايا إلى الصفر . لذلك تكون الانعكاسية عند السقوط العمودي هي

$$( ٢٥ - ٥ ) \quad \frac{R^2}{E^2} = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

وهي علاقة مفيدة جداً إذ تعطى الانعكاسية عند  $\phi = \text{صفر}$  لأي سطح عازل مفرد نظيف . ولهذا تكون  $R^2/E^2$  لزجاج معامل انكساره  $n = ١,٥$  هي ٠,٠٤ ، أى ٤٪ كما في الشكل ( ٢٥ - ٢ ) (أ) .

## ٢٥ - ٢ شدة الضوء النافذ

يمكن للمرء أن يتوقع أن تكون الشدة النافذة مكتملة لتلك المنعكسة ، بحيث تنتج الشدة الساقطة من جمعها . ولكن الأمر ليس كذلك . فالشدة تعرف كطاقة تعبر وحدة المساحات في الثانية ، وتكون مساحة مقطع الحزمة المنكسرة مختلفة عن تلك للحزمتين الساقطة والمنعكسة باستثناء حالة السقوط العمودي . لذلك تكون الطاقة الكلية لهذه الحزم هي المتتامة . إلا أنه توجد علاقات بسيطة تربط بين السعات الساقطة والمنعكسة والنافذة تنتج - كما سنتبين فيما بعد - من الشروط الحدية للنظرية الكهرومغناطيسية . وهذه هي :

$$(٢٥ - ٦) \quad \frac{E'_2}{E_2} - \frac{R_2}{E_2} = 1 \quad \text{and} \quad n \frac{E'_2}{E_2} - \frac{R_2}{E_2} = 1$$

يمكن من الشكل (٢٥ - ٢) بيان أن منحنيات  $E'_2$  و  $R_2$  تكون موازية لبعضها البعض ، ولا تكون منحنيات  $E'_2$  و  $R_2$  متوازية إلا بضرب الإحداثى الرأسى للأول بمقدار  $n$  . ونظراً لأن المعادلات (٢٥ - ٦) أبسط من معادلات فرنل (٢٥ - ٢) ، يكفي تذكر الأولى إضافة إلى المعادلات (٢٥ - ١) لحل المسائل التى تحتوى على السعات والشدات النافذة .

عندما يدخل الضوء عازلاً معامل انكساره  $n$  لا تعطى النفاذية ، كسر الشدة الساقطة الذى يسمح له بالنفاذ ، مباشرة بواسطة مربع السعة النسبية ، إذ أن الشدة فى الوسط المادى تحتوى أيضاً تبعاً للمعادلة (٢٣ - ٧) على المعامل  $n$  بحيث تصبح النفاذية  $n(E'/E)^2$  . وبجمع هذه مع الانعكاسية  $(R/E)^2$  لا ينتج الواحد الصحيح ، كما يمكن إثباته من المعادلات (٢٥ - ١) و (٢٥ - ٢) بسهولة . ففيض الطاقة الضوئية الكلية فى الخزمة المنكسرة يساوى شدتها مضروبة فى مساحة مقطعها التى تختلف عن مساحة مقطع الخزمة الساقطة أو المنعكسة بنسبة  $(\cos \phi')/(\cos \phi)$  . ويعبر عندئذ عن بقاء الطامه بواسطة العلاقة .

$$\left(\frac{R}{E}\right)^2 + n \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \frac{\cos \phi'}{\cos \phi} = 1$$

التي يمكن تطبيقها إما على الضوء  $s$  وإما على الضوء  $P$  .

### ٢٥ - ٣ : الانعكاس الداخلى

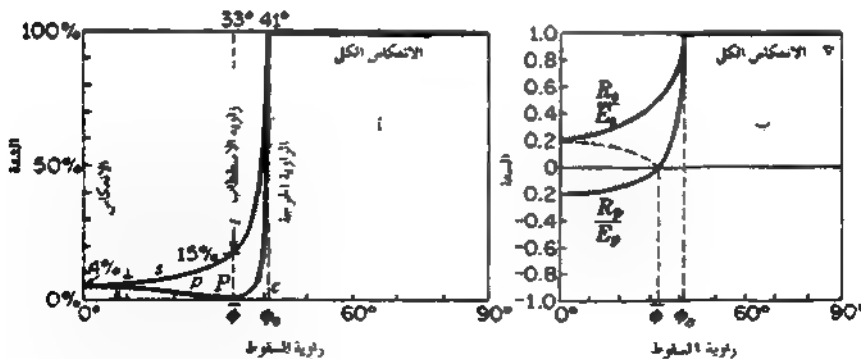
افترضنا فى المناقشة السابقة أن الضوء يسقط على السطح الفاصل من جانب الوسط الأقل كثافة ضوئية (الهواء عادة) وكنا نتعامل مع ما يسمى أقل إلى أكبر كثافة أو الانعكاس الخارجى . وتطبق قوانين فرنل تماماً على حالة أكبر إلى أقل كثافة أو الانعكاس الداخلى . إذا احتفظنا للوسط الأكبر كثافة ضوئية بنفس قيمة  $(n)$  ، ينبغى فى هذا الحالة استبدال  $\phi$  و  $\phi'$  فى المعادلات . المنحنيات الناتجة للانعكاسية والسعات ممثلة بيانياً على الترتيب فى (أ) و (ب) من الشكل (٢٥ - ٣) . وتشبه هذه

المنحنيات - حتى الزاوية الحرجة  $\phi_c$  - منحنيات الانعكاس الخارجى ، فهي تبدأ عند السقوط العمودى من  $R^2/E^2 = 4\%$  ثم تتباعد عن بعضها البعض حتى زاوية الاستقطاب  $\phi$  . وهذه الزاوية ،  $33^\circ$  ، تناظر زاوية الانكسار المقابلة لزاوية الاستقطاب الانعكاسى الخارجى ، ونظراً لأن الزاوية فى الوسط الأقل كثافة ضوئية (٥٧) ينبغي أن تكون قيمتها بحيث تجعل الشعاعين المنكسر والمنعكس متعامدين أحدهما على الآخر .

عند الزاوية الحرجة تخرج الأشعة المنكسرة موازية للسطح الفاصل وتصبح الانعكاسية الداخلية  $100\%$  تماماً كما فى حالة الانعكاس الخارجى عند السقوط المسمى . وعندما تزداد  $\phi$  عن الزاوية الحرجة ، تشمل معادلات فرنل كميات تحليلية إلا أنها كما سنرى تظل مستخدمة . إذ سنجد أن الانعكاس يظل انعكاساً كلياً إلا أنه يوجد تغير مستمر فى الإزاحة الطورية .

## ٢٥ - ٤ تغيرات الطور بالانعكاس

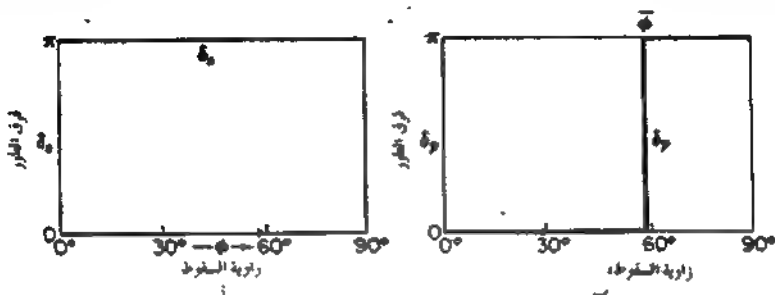
بالرجوع ولو للملاحظات إلى الانعكاس الخارجى حيث تكون  $\phi > \phi_c$  خلال المدى بأكمله ، نجد من المعادلات (٢٥ - ١) أن إشارة  $R/E$  تكون سالبة دائماً . ويعنى هذا حدوث تغير مفاجئ فى الطور مقداره  $180^\circ$  فى عملية الانعكاس . يعبر عنه بكتابة  $\delta = \pi$  . وبالنسبة للضوء p تكون الإشارة موجبة لقيم  $\phi$  الصغيرة مما يدل على عدم وجود تغير فى الطور ، غير أنه عندما يتوفر الشرط  $\phi + \phi_c = 90^\circ$  يصبح الظل فى المقام ما لانهاية ويحدث تغير فى الإشارة .



شكل ٢٥ - ٣ : منحنيات الشدة والسعة للانعكاس الداخلى عند السطح الفاصل بين وسطين انكساره

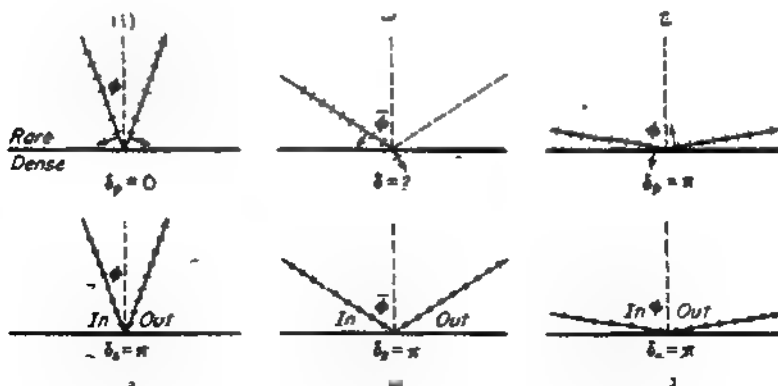
$$1.04 = \pi$$

ولهذا تتغير  $\delta_p$  فجأة من الصفر إلى  $\pi$  عند زاوية الاستقطاب . عند هذه الزاوية تنعدم السعة  $p$  [ المعادلة ( ٢٥ - ٢ ) (ب) ] . ويوضح الشكل ( ٢٥ - ٤ ) الرسوم البيانية لكل من  $\delta_p$  و  $\delta_s$  لدى  $\phi$  بأكمله .

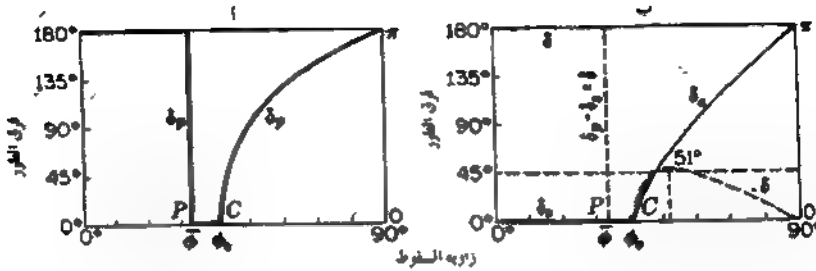


شكل ٢٥ - ٤ : تغير طور المتجه الكهري لضوء مستقطب استقطاباً اسطوانياً ينعكس عند سطح عازل انعكاساً خارجياً .

اتجاهات المتجه الكهري في الفضاء قبل الانعكاس وبعده موضحة في الشكل ( ٢٥ - ٤ ) من الملاحظ في الحالة (أ) حيث تكون  $\delta_p = 0$  صفر ، تكون الاتجاهات الساقطة والمنعكسة في اتجاهين متضادين تقريباً . ينجم هذا التعارض من الظاهر من اصطلاحنا اعتبار الإزاحة موجبة أو سالبة تبعاً لمرآها عند النظر إليها في اتجاه الضوء في جميع الحالات . إذ تحول المشاهد من النظر إلى الخزمة الساقطة إلى الخزمة المنعكسة ، يظهر الدوران في مستوى السقوط ، فإنه يجد أين السهمين يحتفظان بنفس الاتجاه



شكل ٢٥ - ٥ : مواضع المتجه الكهري في الفضاء قبل وبعد الانعكاس الخارجى عند سطح



شكل ٢٥ - ٦ : تغيرات طور الموجة الكهرومغناطيسية للانعكاس الداخلي في عازل  $n = 1.51$

بالنسبة له . ومن غير المناسب أن يعطى هذا الاصطلاح تغير في طور الضوء  $S$  دون الضوء  $f$  في حالة السقوط العمودي ، نظراً لأن الفرق بين  $s$  و  $p$  يتلاشى عند  $\phi = 0$  . واستخدام الاصطلاح المضاد لـ  $P$  سيؤدي إلى تضارب لا يقل سوءاً ، الحالة (ج) من الشكل .

وتكون الشكل التغيرات في الطور التي تحدث عند الانعكاس الداخلي حتى الزاوية الحرجة ماثلة تماماً لمعكوس تلك عند الزوايا المناظرة في حالة الانعكاس الخارجي . وبعد هذا بمثابة نتيجة حتمية لعلاقة ستوكس [ المعادلة ( ٢٤ - ٤ ) ] ، وتبعاً لما ينبغي وجود فرق نسبي  $\pi$  بين الحالتين . وفيما بعده  $\phi$  في منطقة الانعكاس الكلي ، تؤدي المعادلات ( ٢٥ - ١ ) إلى التغيرات التالية لظل نصف التغير في الطور .

$$( ٢٥ - ٧ ) \quad \tan \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \phi - 1}}{n \cos \phi} \quad \tan \frac{\delta_p}{2} = n \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \phi - 1}}{\cos \phi}$$

ويوضح الشكل ( ٢٥ - ٦ ) المنحنيات المنفصلة لكل من  $\delta_p$  و  $\delta_s$  والفرق بينهما  $\delta = \delta_p - \delta_s$  . ويزداد منحنى  $\delta_p$  بمعدل أسرع من  $\delta_s$  حيث يبلغ ضعفه تماماً عند  $\phi = 45^\circ$

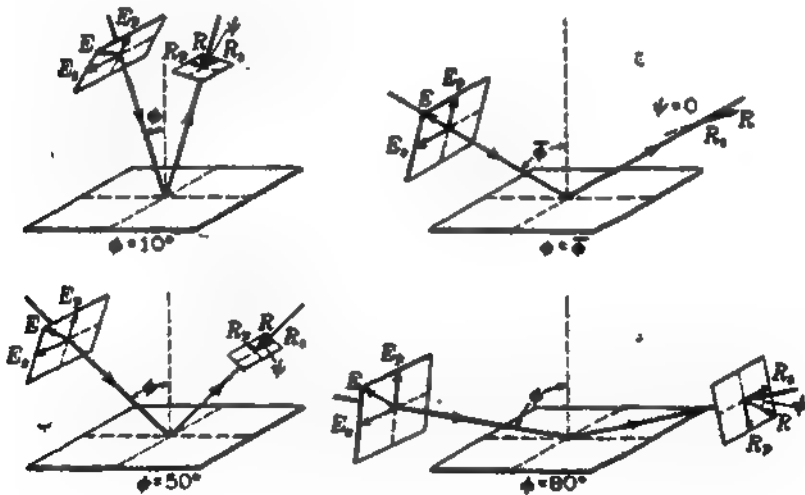
\* ارجع على سبل المثال إلى P.43, J. springer, Berlin, 1933 و M. Born, "Optik"

+ من المعتاد أن تقاس  $\phi$  بهذه الكيفية لأن مستوى الاستقطاب يتم تحديده أولاً ليكون معامداً مع ما تسميه الآن مستوى الاهتزازة .

تبعاً للمعادلات (٢٥ - ٧) . ونظراً لأن المنحنيات تلتقى ثانية عند  $\phi = 90^\circ$  فإن الفرق بينهما  $\delta$  يبلغ نهاية عظمى ثم يتناقص إلى الصفر . وتقوم فكرة معين فرنل ( الفقرة ٢٥ - ٦ ) على هذه الحقيقة .

## ٢٥ - ٥ انعكاس الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً من العازلات .

نحن الآن مستعدون للتنبؤ بطبيعة الضوء المنعكس عندما يكون الضوء الساقط على السطح بزاوية ما مستقطباً استقطاباً استوائياً . الضوء الساقط على شريحة زجاجية ، كما في الشكل (٢٥ - ٧) يصنع مستوى اهتزازاته زاوية  $\psi = 45^\circ$  مع العمود على مستوى السقوط\* ، وتسمى هذه الزاوية زاوية السم بفض النظر إذا كانت ترمز إلى اهتزازات الضوء الساقط أو المنعكس أو المنكسر . ويمكن هنا تحليل سعة الضوء الساقط  $E$  إلى مركبتين متساويتين  $E_p$  و  $E_s$  ، كل منهما تعامل على حدة .



شكل ٢٥ - ٧ : سمحت وسعات ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً ينعكس انعكاساً خارجياً من سطح زجاجي عند زوايا سقوط مختلفة .

نخذ أولاً الحالة التي تكون فيها زاوية السقوط الصغيرة كما في (أ) من الشكل . بالرجوع إلى الشكل (٢٥ - ٢ب) ستكون سعتا المركبتين المنعكستين صغيرتين ومتساويتين تقريباً في المقدار . لكنهما مختلفتان في الطور بمقدار  $180^\circ$  . وعندما تكون

الزاوية  $\phi$  حوالى  $١٠^\circ$  تكون المركبة  $R_s$  أكبر قليلاً من  $R_p$  . ويأخذ المجموع الاتجاهى للمركبتين المنعكبتين يمكن إيجاد  $R$  في الاتجاه المعين . وفي الحالة (ب) يصبح سمت الضوء الساقط  $٤٥^\circ$  مرة ثانية ، إلا أنه عند الزاوية  $٥٠^\circ$  تقريباً تصبح  $R_p$  صغيرة تماماً ومتفقة في الطور مع  $E_p$  ، في حين تصبح  $R_s$  أكبر مما كانت عليه كما نكون مختلفة عن  $E_s$  في الطور . بمقدار  $١٨٠^\circ$  . ويظل الشعاع المنعكس مستقطباً استقطاباً استوائياً ، إلا أن مستوى الاهتزازة قد دار بعيداً عن مستوى السقوط . وعند  $\bar{\phi} = \phi$  كما في (ج) ، تصبح  $R_p = \text{صفر}$  ، بينما تظل  $R_s$  أكبر ولها نفس الطور . وتستمر السعة المحصلة في الزيادة لتصبح الآن عمودية على مستوى الاستقطاب . وفي الشكل (د) حيث تقترب الزاوية  $\phi$  من  $٩٠^\circ$  ( السقوط اللمس ) ، تزداد المركبات المنعكسة بوضوح لتقترب في المقدار من ذلك للمركبات المناظرة في الضوء الساقط . ويعاني كل من هاتين المركبتين تغيراً في الطور مقداره  $١٨٠^\circ$  ، بحيث تقترب شدة الضوء المنعكس من  $١٠٠\%$  . ويقترب مستوى الاهتزازة من مستوى الضوء الساقط .

وثمة معادلة تعطى تغير مستوى اهتزازة الضوء المنعكس مع زاوية السقوط ، ويتم الحصول عليها بقسمة المعادلتين ( ٢٥ - ١ )

$$( ٢٥ - ٨ ) \quad \frac{R_s}{R_p} = - \frac{E_p \cos(\phi + \phi')}{E_s \cos(\phi - \phi')}$$

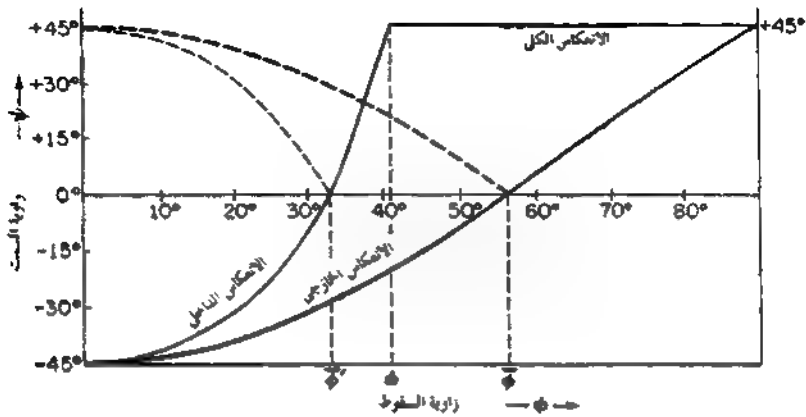
وهذا هو ظل الزاوية  $\psi$  أى أن

$$( ٢٥ - ٩ ) \quad \frac{R_s}{R_p} = \tan \psi$$

نظراً لأن سمت  $\psi$  هو الزاوية بين  $R$  و  $R_s$  . هذه الزاوية ممثلة بيانياً في الشكل ( ٢٥ - ٨ ) في الحالة التي يكون للضوء الساقط سمت يساوى  $٤٥^\circ$  حتى يكون  $E_s = E_p$  . تشير المنحنيات السميكة لحالة الانعكاس الخارجى والمنحنيات الرفيعة إلى الانعكاس الداخلى ، الذى سيناقش في الفقرة التالية .

## ٢٥ - ٦ الضوء المستقطب استقطاباً إهليلجياً بواسطة الانعكاس الداخلى

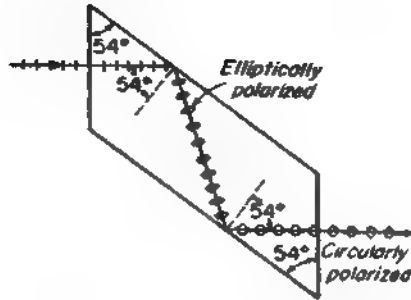
بالرجوع إلى الشكل ( ٢٥ - ٦ ب ) ، الذى يمثل تغير الطور للضوء المنعكس داخلياً من سطح الزجاج ، يمكن بيان وجود فرق في الطور أكبر قليلاً من  $٤٥^\circ$  بين المركبتين عندما تكون زاوية السقوط بالقرب من  $٥٠^\circ$  . ويصل فرق الطور بالضغط إلى



شكل ٢٥ - ٨ : زاوية سمت ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً ينعكس عند عازل

نهاية عظمى عند  $56.5^\circ$  عند  $\phi = 51.2^\circ$  عندما يكون معامل الانكسار  $n = 1.51$ ، ويكون  $45^\circ$  بالضبط عند زاويتين هما  $\phi = 48.3^\circ$  و  $54.3^\circ$ . ولقد اختبر فرنل هذا السلوك لفرق الطور لأول مرة وتحقق منه، وصمم معيناً من الزجاج كالمبين في الشكل (٢٥ - ٩). يسقط عمودياً على الوجه الأقصر للمعين ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً مستوى اهتزازاته يميل على مستوى الورقة بزاوية  $45^\circ$ . ثم يسقط على السطح المائل بزاوية سقوط داخلية مقدارها  $54.3^\circ$  لينعكس انعكاساً كلياً مع حدوث فرق في الطور بين المركبتين مقداره  $45^\circ$ . وكما رأينا في الفقرة (١٢ - ٩) نتيجة تراكم اهتزازتين خطيتين متعامدتين يتكون بصفة عامة قطع ناقص، يتوقف شكله على سعة الاهتزازتين والفرق في الطور  $S$  بينهما. إلا أنه عندما يكون الفرق في الطور  $S$  عدداً صحيحاً من مضاعفات  $\pi$  تكون المحصلة خطية ويكون الضوء مستقطباً استقطاباً استوائياً. يوجد هذا الوضع في جميع حالات الانعكاس الخارجى وفي حالات الانعكاس الداخلى حتى الزاوية الحرجة. لكن في حالة الانعكاس الكلى يحصل المرء على ضوء مستقطب استقطاباً إهليلجياً نتيجة لانعكاس داخلى مفرد عند  $\phi > \phi_c$ . وستتم دراسة الاستقطاب الإهليلجى والدائرة في الفقرة (٢٧ - ٥).

يحدث الضوء المستقطب استقطاباً دائرياً عندما تكون السعتان متساويتين والفرق في

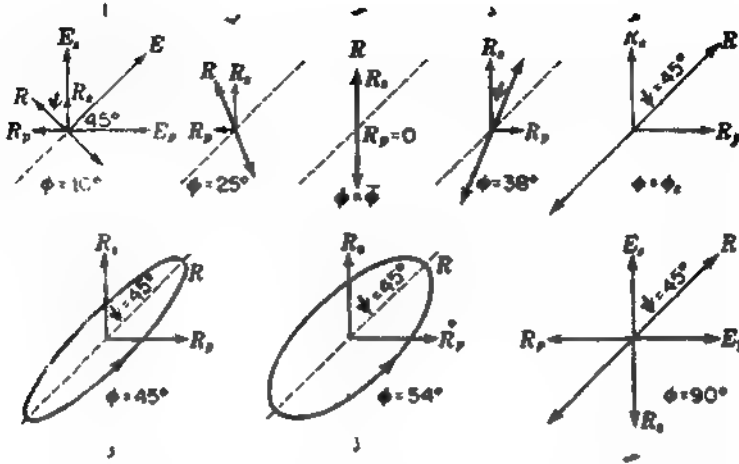


شكل ٢٥ - ٩ : معين فرنل . الزاوية المينة لزوجاج معامل الانكسار  $n = 1.51$

الطور بينهما  $90^\circ$  . وفي معين فرنل يحدث فرق إضافي في الطور مقدار  $45^\circ$  بواسطة الانعكاس الداخلي الثاني ، ونتيجة لهذا تتقدم المركبة  $p$  في الطور بمقدار  $90^\circ$  . لذلك تكون هذه الوسيلة مفيدة في انتاج وتحليل الضوء المستقطب استقطاباً دائرياً ، ولهذا الغرض توجد ، كما سنرى فيما بعد ، عدة طرق أخرى أكثر شيوعاً .

استقطاب الضوء المنعكس عندما يعانى الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً انعكاساً داخلياً مفرداً عند زوايا سقوط مختلفة موضح في الشكل ( ٢٥ - ١٠ ) . ولسعة المنعكس الكهربي في الضوء الساقط والمنعكس ومركبتهما نفس الدلالة كما في الشكل ( ٢٥ - ٧ ) للانعكاس الخارجى . ومع ذلك ، فهى مبية هنا كما لو كانت تبدو لمشاهد ينظر إليها في عكس اتجاه الشعاع ، مع قطع مستوى السقوط لمستوى الصفحة في خط أفقى . وبدراسة هذه الأشكال التخطيطية وربطها بالأشكال ( ٢٥ - ٣ ، ٦ ، ٨ ) تصبح سماتها الرئيسية واضحة .

ويبقى الضوء المنعكس مستقطباً استقطاباً استوائياً من  $\phi = 0$  صفر إلى  $\phi = \phi_0$  إلا أن سمته يتغير بانتظام وترداد شدته . وبعد  $\phi_0$  تفضى الاهتزازة إلى قطع ناقص أقصى اتساع له عند  $\phi = 90^\circ$  ، وبعدئذ يضيق مرة ثانية ليتحول في النهاية إلى اهتزازة حطية عند  $90^\circ$  .



شكل ٢٥ - ١٠ : هبات اهتزازات ضوء منعكس داخليا في الزجاج عند زوايا سقوط مختلفة .

## ٢٥ - ٧ النفاذ إلى وسط أقل كثافة ضوئية

يمكن للمرء أن يستخلص أن سعة الضوء تهبط بكيفية غير مستمرة إلى الصفر عند السطح العاكس من حقيقة أن الانعكاس الداخلي بعد الزاوية الحرجة يكون انعكاساً كلياً . ويكون هذا غير ممكن تبعاً للشروط الحدية للنظرية الكهرومغناطيسية ، ومع ذلك ، يوجد دليل تجريبي على وجود اضطراب قادر على إنتاج ضوء بسافة تصيرة خلف السطح . يؤخذ سطح معدني يعكس حزمة ضوئية قوية انعكاساً كلياً ، وبإحضار شفرة حلاقة وجعل حافتها أقرب ما يمكن إلى هذا السطح أو فتر حسيمات دقيقة عليه . ستبدو حافة الشفرة أو الجسيمات عند النظر إليها خلال مجهر ( ميكروسكوب ) كما لو كانت مصادر ثانوية للضوء . وتتوقع النظرية الكهرومغناطيسية في حالة عدم وجود مثل هذه المادة الغريبة وجود اضطراب يتلشى أسياً خلف السطح .

\* العلاقات الكمية على سبل المثال معطاه في

in R. W. Ditchburn, "Light" p. 434,

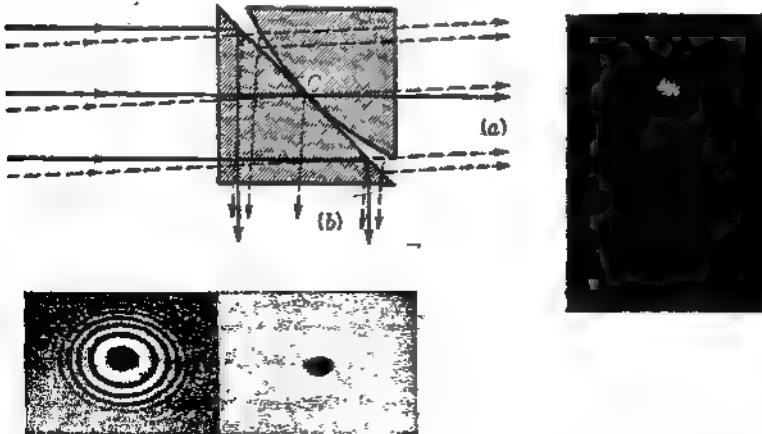
© Interscience Publishers, Inc., New York, 1953; reprinted (paperback), 1963.

† E. E. Hali, *Phys. Rev.*, 15:73 (1902). See also K. H. Drexhage, *Monomolecular Layers and Light*, *Sci. Am.*, 222:108 (March 1970).

وانظر أيضا إلى

إلا أنه لا يتضمن أى انتقال للطاقة خلاله . إذ تنذبذب الطاقة إلى الداخل وإلى الخارج على طول السطح . ويكون الاضطراب دورياً في اتجاه يوازي السطح ولا يكون عمودياً عليه ، ولهذا لا يمكن تسميته إطلاقاً موجة ضوئية . عندما ينحرف المجال الكهرومغناطيسي نتيجة لوجود مادة كثيفة قريبة من السطح بدرجة كافية ، ربما تستنزف الطاقة في صورة ضوء .

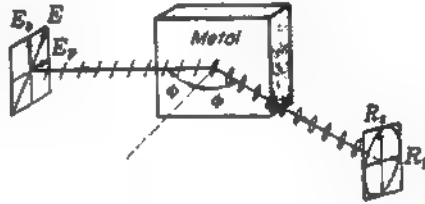
وثمة تجربة بناءة لتوضيح هذا النفاذ أجراها هال<sup>٢٥</sup> الذي استخدمها في قياس كمية لمسافة النفاذ . ويتركب الجهاز كما هو موضح في الشكل ( ٢٥ - ١١ ) من منشورين عاكسين كلياً ، أحدهما له سطح محدب قليلاً . إذا ثبت المنشوران بحيث يتلاصقان عند النقطة C وكانت زاوية السقوط أكبر من الزاوية الحرجة ، وبالانعكاس الكلي يتخذ الضوء كله الاتجاه (b) . وفعلاً . توجد بقعة مظلمة في الضوء المنعكس حول c وأخرى مناظرة مضيئة في الضوء النافذ . الصور الفوتوغرافية موضحة في الشكل . ومع زيادة زاوية السقوط عن  $\phi_c$  ، يتقلص حجم البقعة مما يدل على تناقص مسافة النفاذ . وعند زاوية سقوط أقل تماماً من الزاوية الحرجة ( حيث توضح الأشعة بخطوط متقطعة ) ، تظهر المجموعة الكاملة للحلقات نيوتن بالانعكاس والنفاذ ، كما في مجموعة الحلقات على يسار ويمين الشكل . ولقد استخدم هال قياسات أقطار هذه الحلقات لإيجاد سمك طبقة الهواء المناظرة للأقطار المختلفة للبقعة المشار إليها أعلاه . وبهذا أصبح لديه قياس دقيق لمسافة النفاذ . وتعطى كل من النظرية والتجربة تناقضاً في الطاقة إلى حوالى  $\frac{1}{10}$  خلال مسافة طولها واحد طول موجي عند  $\phi = 45^\circ$  و  $n = 1.51$  . وعند  $\phi = 60^\circ$  تناقص خلال نفس المسافة .



شكل ٢٥ - ١١ : تجربة هال لقياس مسافة النفاذ الذي يظهر في الانعكاس الكلي .

## ٢٥ - ٨ الانعكاس عند سطوح المعادن

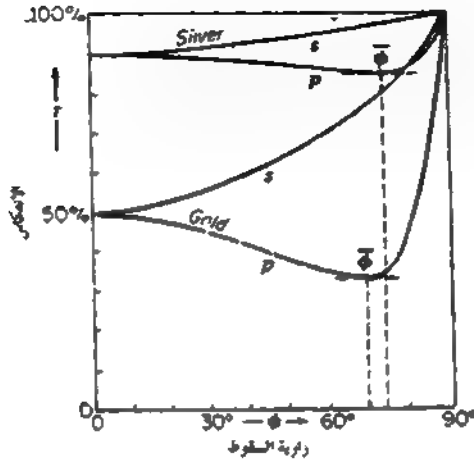
يكون للسطوح المعدنية المصقولة صفلاً جيداً انعكاسية عالية عن العوازل عامة. إذ تعكس الفضة والألمنيوم مثلاً عند السقوط العمودي ما يزيد على ٩٠٪ من الضوء المرئي كله. وتبين التجارب أن الانعكاسية لا تتوقف على المعدن نفسه فحسب بل وتتوقف على إعداد السطح والطول الموجي واتجاه الشعاع الساقط. وعندما يعكس ضوء مستقطب استوائياً من سطح معدني، بخلاف حالة السقوط العمودي، تنعكس مركبتا المنح الكهربي الساقط [ الشكل ( ٢٥ - ١٢ ) ] مع حدوث فرق في الطور بينهما،



شكل ٢٥ ١٢ انعكاس الضوء المستقطب من سطح معدن يعطى استقطاباً إهليلجياً

ويؤدي هذا إلى استقطاب إهليلجي. فمن الملاحظات العامة أن الضوء المستقطب استوائياً الساقط على جميع المعادن لا يعكس مستقطباً استقطاباً استوائياً إلا عندما يهتز في مستوى السقوط أو عمودياً عليه.

ويكون من المناسب عند مناقشة انعكاسية المعادن ( فقط كما في العوازل ) تحليل منح الضوء الساقط  $E$  إلى مركبتين  $E_s$  و  $E_p$ . ومحنيتا الانعكاسية كدالة لزاوية السقوط موضحة في الشكل ( ٢٥ - ١٣ ). وهي بمثابة منحنيات تجريبية تم الحصول عليها باستخدام ضوء أبيض منبعث من فتيلة تحسنتون لمصباح عادي. ومقارنتها بالمنحنيات المأطرة في حالة العوازل [ الشكل ( ٢٥ - ٢ ) ]، تبين وجود تماثل وفي نفس الوقت وجود اختلافات ملفتة للنظر. فالمعادن والعوازل متشابهة من حيث أن قبسي المركبتين أ، د تدان معا عند السقوط العمودي، ثم تفصل المركبتان ثم يلتقيان ثانية عند السقوط المماس. وتمثل العروق الرئيسية بينهما في الانعكاسية العالية حداً في المعادن عند السقوط العمودي وفي النهاية الصغرى العالية نسبياً عند  $\phi$ . هذه الراوية

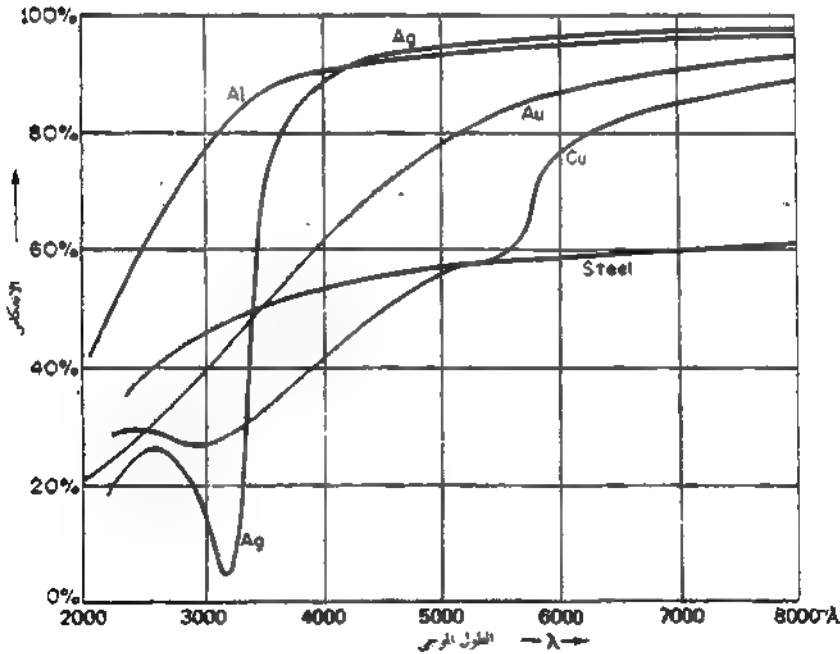


شكل ٢٥ - ١٣ : انعكاسية الضوء الأبيض المستقطب استقطاب اموائاً من مرآة من الذهب والفضة .

المقابلة للنهاية الصفراء لانعكاسية  $E_p$  تسمى زاوية السقوط الرئيسية وتختلف إلى حد ما انعكاسية معدن ما عادة مع الطول الموجي . ويوضح الشكل ( ٢٥ - ١٤ ) مثل هذا الاختلاف لعدد من المعادن النموذجية . وبالرغم من عدم انتظامها عند الأطوال الموجية الأقصر إلا أن كل المعادن تعكس بقوة في منطقتي الضوء الأحمر وتحت الحمراء . ولقد كانت شرائح قناع الوجه في حبل أبوللو للفضاء التي ارتداها رواد الفضاء على سطح القمر مغطاه بأغشية رقيقة من الذهب . يعكس مثل هذا الغطاء ٧٪ على الأقل من الضوء القادم من الشمس ، وتظهر الأجسام المرئية خلال القناع بيضاء ضاربة إلى الزرقة أو الخضراء ، إلا أن العيون تتكيف مع هذا اللون ليبدو أيضاً من الناحية العملية . ولقد كانت شرائح وقناع الوجه هذه مصممة لإنقاص الحمل الحرارى على نظام تبريد الحلة عن طريق قيامها بعكس الإشعاعات تحت الحمراء القادمة من الشمس وسماعها بِنفاذ الضوء المرئي بقدر كاف . وترسب رقائق الذهب على سطح شرائح البلاستيك المستخدمة كستائر للنوافذ المواجهة للشمس في كثير من المنازل والمكاتب لنفس الأسباب .

وللفضة والألومنيوم أهمية خاصة للاستخدام العام لاحتفاظهما بانعكاسية عالية على امتداد الطيف المرئي . ولقد أدّى تطور طرق ترسيب الشرائح المعدنية بالتبخير في الفراغ

إلى جعل الألومنيوم أكثر المعادن كفاية في المرايا المستخدمة في الأجهزة الضوئية . ويرجع هذا أساساً إلى عاملين (١) احتفاظ الألومنيوم بانعكاسية عالية في منطقة الأشعة فوق-البنفسجية وفي منطقة الطيف المرئي (٢) عدم فقد سطحه لبريقه لعدة سنوات بعد تعرضه للهواء . ولقد أصبح من الحيرات المكتسبة تغطية المرايات في التلسكوبات عاكسة القوية بالألومنيوم بالتبخير ، كما في جهاز ٢٠٠ بوصة عند قمة بالومار . وللمرايا الفضية المحضرة حديثاً انعكاسية أعلى قليلاً في الطيف المرئي إلا أنها سرعان ما تفقد بريقها وتصبح انعكاسيتها أقل من تلك للألومنيوم . ومع ذلك ، تفضل الفضة في حالة السطوح العاكسة لمقياس تداخل فابري - بيرو المستخدم في منطقتي الطيف المرئي والأشعة تحت الحمراء . وفي منطقة الطيف فوق البنفسجي يفضل الألومنيوم أو خليط من الألومنيوم والمغنسيوم .



شكل ٢٥ - ١٤ : الانعكاسية عند السقوط العمودي للألومنيوم والفضة والذهب والنحاس والصلب .

تمثل الفضة حالة نادرة إذ تبدى انعكاسية صغيرة جداً في منطقة ضيقة بالقرب من الطول الموجي ٣٢٠٠ أنجستروم . إذ يمر معظم الضوء الذي لا ينعكس هذا الطول

الموجى من شريحة الفضة إذا كانت رقيقة بدرجة كافية . شريط النفاذية هذا يمكن أن يوجد نظيره في المعادن القلوية عند أطوال موجية أقصر\* . فغشاء من الصوديوم مثلاً ، يمكن استخدامه كمرشح للأشعة فوق البنفسجية إذ أنه معتم لجميع الأطوال الموجية فيما عدا تلك القريبة من ١٩٥٠ انجستروم .

## ٢٥ - ٩ الثوابت الضوئية للمعادن

يمكن تماماً وصف الخواص الضوئية للعوازل بثابت واحد ، هو معامل الانكسار عند الطول الموجى المناظر . ومع ذلك يجب أن ينقص للمعدن ثابت آخر يقيس قوة امتصاص الضوء عند دخوله إلى المعدن . ويكون للمعادن بسبب احتوائها على الكثرونات حرة امتصاص عال جداً ، حتى أن شدة الضوء النافذ إلى المعدن تقل عملياً إلى الصفر خلال جزء صغير من الطول الموجى .

وثمة كمية هامة تستخدم في معالجة بصريات المعادن هي معامل الامتصاص  $\kappa$  الذى يعرف بدلالة عاملى الامتصاص  $\kappa_0$  و  $\alpha$  ( الفقرة ٢٣ - ٦ ) كما يلي :

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{n} = \frac{\alpha \lambda}{4\pi n} \quad (٢٥ - ١٠)$$

وينظم عادة لتعيين  $n$  لمادة عازلة قياس الانكسار كما يمكن أيضاً تعيينه باستخدام ضوء منعكس لإيجاد زاوية الاستقطاب ثم تطبيق قانون بروستر . ويكون الامتصاص قوياً في المعادن ، لذلك يكون من الصعب إجراء قياسات باستخدام الضوء النافذ . وإن كان من الممكن باستخدام عينات رقيقة جداً تعيين قيم تقريبية لكل من  $n$  و  $k$  إلا أن هذه النتائج فضلاً عن عدم دقتها لا يمكن تطبيقها على المعادن في جملتها . ولهذا ، يتم تعيين قيم الثوابت الضوئية للمعادن من خلال دراسة انعكاس الضوء .

ونظراً لوجود ثابتين ينبغى تعيينهما وهما  $n$  و  $k$  يلزم قياس كميّتين . إحدى هاتين الكميّتين ، بالتمثيل مع قياسات زاوية بروستر للعوازل ، هي زاوية السقوط الرئيسية . وتكون الأخرى زاوية السمّت المناظرة التى تسمى السمّت الرئيسى . ونظراً لأن

\* لمزيد من التفاصيل ارجع إلى

الضوء المنعكس من المعادن يكون مستقطباً استقطاباً إهليليجياً ، يكون من السهل إدراك المقصود ستمت . تم التعريف بغض النظر عن الفرق في الطور بين المركبتين  $p$  و  $s$  الذى يساوى فعلاً  $90^\circ$  عندما يكون الضوء ساقطاً بزاوية  $\phi$  ، وتعريف السمت بنفس الطريقة كما في حالة العوازل

$$\tan \psi = \frac{R_p}{R_s} \quad (25 - 11)$$

ونوضح النظرية إمكانية تعيين الثابتين التقريب غير محل\* من العلاقتين

$$\begin{aligned} n \sqrt{1 + \kappa^2} &= \sin \phi \tan \phi \\ \kappa &= \tan 2\psi \end{aligned} \quad (25 - 12)$$

وسنعرض بإيجاز فيما بعد لطريقة قياس  $\phi$  و  $\psi$  بعد أن نأخذ في الاعتبار التغير في خاصية الضوء المنعكس مع تغير زاوية السقوط .

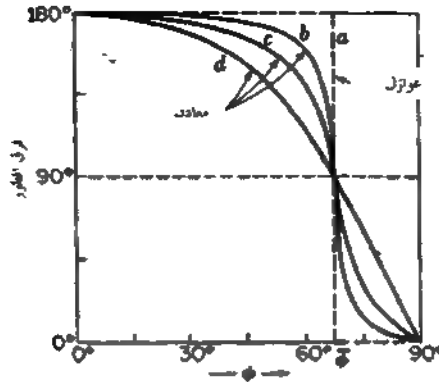
قيم الثوابت الضوئية تدل على اختلافات ملحوظة بسبب اختلاف كيفية إعداد السطوح ، ونقاوة العينات ودقة المعادلات المستخدمة . ومع ذلك ، تضع في الجدول ( 25 - 1 ) بعض القيم النموذجية ، وكذلك الانعكاسية عند الإسقاط العمودى في العمود الأخير . ومنها يتضح وجود اختلافات كبيرة في قيم  $n$  للمعادن ، تكون أقل بدرجة ملحوظة من الواحد الصحيح للموصلات الجيدة . ولا يمكن تفسير معاملات الانكسار هذه بنفس الطريقة كما في العوازل نظراً لأننا هنا نتعامل مع أمواج مخمدة الشدة ( أنظر الفقرة 23 - 6 ) . وتناظر قيمة  $\kappa$  للنحاس مثلاً الشدة التى تقل إلى  $1/e$  عندما ينفذ الضوء إلى عمق  $\frac{1}{4\pi\kappa}$  فقط من الطول الموجى في الفراغ .

\* ارجع إلى

H. Geiger and K. Scheel, "Handbuch der Physik," vol. 20, p.p. 240-250, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1928,

الذى على عمل

C. Pfeiffer, "Beiträge zur Kenntnis der Metalreflexion," dissertation, Giessen, 1912.



شكل ٢٥ - ١٥ . الأشكال البيانية للفرق في الطور  $\delta$  لعازل (a) ولعادن ثلاثة (b)، (c)، و (d) تتزايد معاملات امتصاصها .

## ٢٥ - ١٠ وصف الضوء المنعكس من المعادن

عندما ينعكس ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً من معدن ، تتوقف هيئة الاهتزازة الأهليلية واتجاهها في الضوء المنعكس على اتجاه الاهتزازة الساقطة وعلى مقدار المركبتين  $p$  و  $d$  المنعكستين وعلى الفرق في الطور بينهما . وإن كان العامل الأخير لم يناقش بعد إذ أن المعالجة الكمية له تتطلب إفاضة مركزة نظرية ليس هنا محلها . ومع ذلك ، يمكننا أخذ النتيجة الرئيسية المعتمدة على سلوك  $S$  ( $S_p = S_s$ ) كدالة للزاوية  $\phi$  .

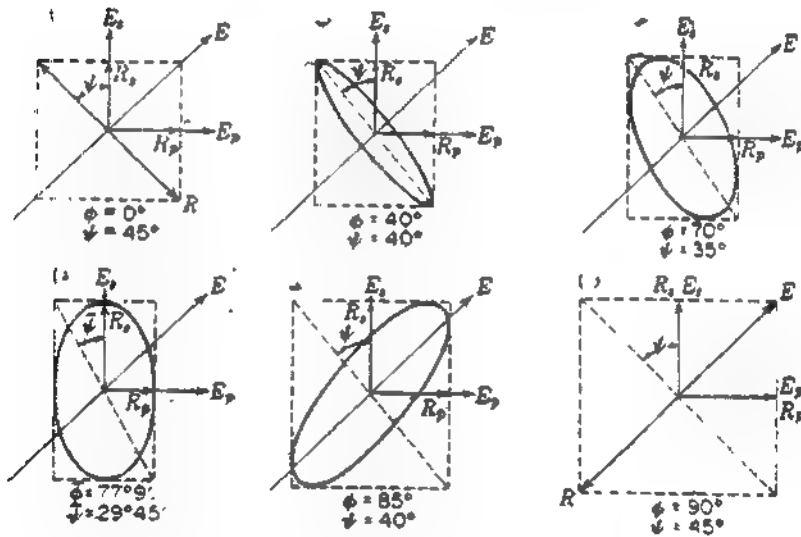
يبين الشكل ( ٢٥ - ١٥ ) الأشكال البيانية للمعادلات النظرية للفرق في الطور لثلاثة معادن مختلفة (b) و (c) و (d) مرتبة بالكيفية التي يزداد بها معامل الامتصاص  $k$  . ويبين الخط المتقطع (٩) الشكل البياني المناظر لعازل  $k$  له = الصفر . ونلاحظ فيه عدم استمرارية التعبير في  $\delta$  من  $\pi$  إلى صفر الذي يحدث عند  $\phi$  للعوازل ، في حين أن هذا التعبير في المعادن يكون تدريجياً بدرجة ما . ونلاحظ أيضاً أن قيمة  $S$  تساوى دائماً  $0.9$  عند زاوية السقوط الرئيسية .

ومعرفة قيم  $R_p/E_p$  و  $R_s/E_s$  و  $\delta$  يمكن التنبؤ بشكل الاهتزازة الأهليلية المعكسة عند كل زاوية سقوط . ولهذا افترض أن المتجه الكهربى في الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً يوضع زاوية  $45^\circ$  مع مستوى السقوط بحيث يكون  $E_s = E_p$  كما في الشكل ( ٢٥ - ١٦ ) ولقد أخذنا الصلب كمعدن عاكس ، تكون انعكاسيته  $R^2/E^2$  تبعاً

Table 25A OPTICAL CONSTANTS FOR VARIOUS METALS FOR SODIUM LIGHT,  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ 

Metal	$\phi$	$\psi$	$n$	$k$	$\kappa_0$	$r, \%$
Steel*	$77^\circ 9'$	$27^\circ 45'$	2.485	1.381	3.433	58.4
Cobalt*	$78^\circ 5'$	$31^\circ 40'$	2.120	1.900	4.040	67.5
Copper*	$71^\circ 34'$	$39^\circ 5'$	0.617	4.258	2.630	74.1
Silver*	$75^\circ 35'$	$43^\circ 47'$	0.177	20.554	3.638	95.0
Gold	$72^\circ 18'$	$41^\circ 39'$	0.37	7.62	2.82	85.1
Sodium	$71^\circ 19'$	$44^\circ 58'$	0.005	522.0	2.61	99.7

\* Data supplied the authors courtesy of R. S. Minor.

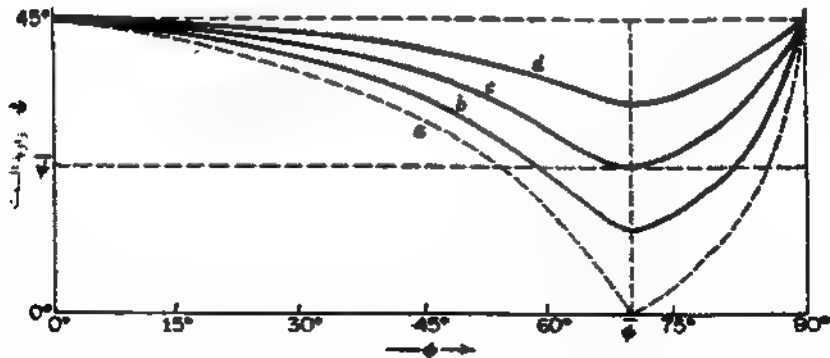


شكل ٢٥ - ١٦. ضوء مستقطب استقطاباً إهليجياً (  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$  ) ينعكس عن مرآة من الصلب عند زوايا مختلفة .

شكل ( ٢٥ - ١٤ ) مساوية ٠,٥٨ ، لضوء الصوديوم في حالة السقوط العمودي . لذلك رسمنا السعات المنعكسة  $R_s = R_p = ٠,٧٦$  ، من  $E_p$  بالقرب من السقوط العمودي [ الحالة (أ) من الشكل ( ٢٥ - ١٥ ) ] ، وذلك لأن  $٠,٧٦ = \sqrt{0.58}$  . ويجب علينا الآن ، بسبب التغير في الطور الموضح في الشكل ( ٢٥ - ١٥ ) ومقداره  $\pi$  ، إزاحة الاهتزازة  $p$  في الضوء المنعكس لتتقدم على الاهتزازة  $s$  بمقدار  $٠,١٨٠$  ،

وتكون النتيجة الحصول على اهتزازة خطية سعتها  $R$  في الاتجاه الموضح بالشكل ، ويكون هذا الاتجاه مضاداً فعلاً في الفضاء لنظيره  $L E$  [ ارجع إلى الشكل ( ٢٥ - ٧ أ ) ] . ومع زيادة زاوية السقوط بدءاً من الصفر ، ينتج عن التغير التدريجي في الفرق الطور انفتاح الاهتزازة على هيئة قطع ناقص داخل مستطيل جوانبه  $2R_1$  و  $2R_2$  . وعند بلوغ الزاوية  $\phi$  كما في (د) من الشكل نحصل على قطع ناقص متماثل المحاور يكون له أقل اختلاف مركزي . وبعد هذا يضيق القطع الناقص تدريجياً حتى يصبح في النهاية بمثابة اهتزازة خطية لها نفس سعة الضوء الساقط إلا أنها مختلفة عنها تماماً في الطور ، وذلك عند السقوط اللمس كما في (و) .

ويمكن توضيح معنى زاوية السمب بصورة أفضل مما هي عليه بالاستعانة بالشكل ( ٢٥ - ١٦ ) إذ تكون الزاوية التي يصنعها قطر المستطيل مع  $R_2$  . ومن الشكل أيضاً نتبين أن  $\psi$  تتناقص أولاً ثم تعدد فترداد مع تغير  $\phi$  من صفر إلى  $90^\circ$  . تظهر النهاية الصغرى لها عند  $\phi$  ، إلا أن النهاية الصغرى لا تساوى الصفر عند هذه الزاوية ، كما هو الحال في العوازل . ويصبح عمق هذه النهاية الصغرى أقل مع زيادة  $k$  للمعادن . يمكن ملاحظة هذه الظاهرة في الشكل ( ٢٥ - ١٧ ) حيث يكون للرموز من  $e$  إلى  $d$  نفس الدلالة كما في الشكل ( ٢٥ - ١٥ ) . ولقد أشرنا في الشكل إلى قيمة زاوية السمب الرئيسية  $\phi$  ، للمعدن  $c$  .

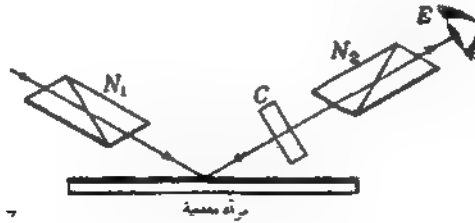


شكل ٢٥ - ١٧ : زاوية السمب  $\phi$  لعازل (أ) ثم لمعادن ثلاثة  $b, c, d$  .

## ٢٥ - ١١ قياس زاوية السقوط الرئيسية وزاوية السمات الرئيسية

يكون تعيين هاتين الكميتين بمثابة حالة خاصة من مشكلة عامة تتعلق بتحليل الضوء المستقطب استقطاباً إهليلجياً، مشكلة ستم معالجتها بالتفصيل في الباب ٢٧. ومع ذلك، ليس من الصعب أن نرى كيف تجرى قياسات  $\Phi$  و  $\Psi$  مستعينين في ذلك بالشكلين (٢٥ - ١٨) و (٢٥ - ١٦ د). ليكون منشور نيكول  $N_1$  في الشكل (٢٥ - ١٨) مهبطاً بحيث تصنع اهتزازة الضوء الساقط مع مستوى  $\Phi$  السقوط زاوية  $٥٤٥^\circ$ . ويوضع في طريق الحزمة الضوئية النافذة مكافئ  $C$  من نوع ما، يؤخر اهتزازات  $p$  بمقدار ربع دورة أو بمقدار  $٩٠^\circ$  بالنسبة لاهتزازات  $s$  قد يصلح معين فرنل (الفقرة ٢٥ - ٦) لهذا الغرض إلا أن اللوح ربع الموجى أو مكافئ سوليس [الفقرات من (٢٧ - ٢) إلى (٢٧ - ٢٤)] يكونان أكثر شيوعاً. وتختلف الآن قيمة  $S$  عن  $٩٠^\circ$  عند أى زاوية سقوط بخلاف  $\Phi$ ، لذلك لا يلاشى المكافئ الفرق في الطور تماماً. الضوء النافذ تبعاً لذلك مستقطباً استقطاباً إهليلجياً ولا يمكن إنعدامه بدوران المحلل  $N_2$ . ويمكن الحصول على حالة الانعدام التام بتغيير زاوية السقوط، وتحت هذا الشرط يكون الضوء ساقطاً بزاوية  $\Phi$ .

وإمكانية الحصول على انعدام تام للضوء بمنشور نيكول تعنى أن المكافئ قد حول الضوء المنعكس المستقطب استقطاباً إهليلجياً إلى ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً. ويتحول القطع الناقص، كما في الشكل [٢٥ - ١٦ د] إلى حركة خطية على طول



شكل ٢٥ - ١٨. الجهاز المستخدم لتعيين زاوية السقوط الرئيسية وزاوية السمات الرئيسية لعدد

قطر المستطيل بالتخلص من فرق الطور  $٩٠^\circ$  الذي يوجد بين المركبتين  $p$  و  $s$ . ولذلك يمكن بيان أن شرط انعدام الضوء يوضح أن مستوى النفاذ للمحلل يصنع زاوية  $\Psi$  مع

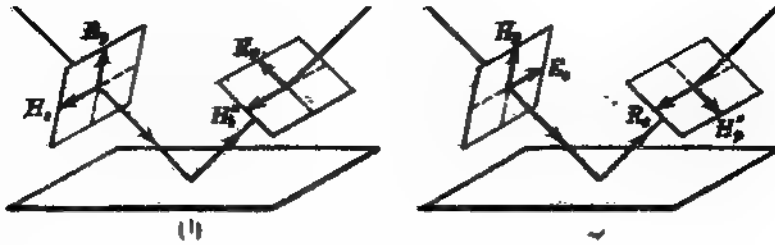
## ٢٥ - ١٢ تجارب فينر

وضعنا في الفقرة ( ١٢ - ٣ ) تجربة تقليدية بين فيها فينر تكوين أمواج موقوفة في الضوء بواسطة الانعكاس عن مرآة فضية . ولم يكن هدف تلك التجربة بيان الأمواج الموقوفة فحسب بل والدلالة على أي من المتجهين الكهربى أو المغنطيسى يكون السبب في التأثيرات المشاهدة ، وتسميته لذلك بالمتجه الضوئى . وتبعاً للنظرية الكهرومغنطيسية ، تكون المتجهات الكهربية الساقطة والمنعكسة متضادة الاتجاه في الفضاء في حالة الانعكاس الخارجى عند السقوط العمودى . وتكون سعات الأمواج المنعكسة في حالة العوازل أقل كثيراً من نظيرتها للأمواج الساقطة بحيث لا يتم التداخل الهدمى . غير أنه ، في حالة المعادن نحصل على عقدة للمتجه الكهربى عند السطح\* . وفيما يتعلق بالمتجهات المغنطيسية ، يمكن إيجاد اتجاهاتها النسبية في الضوء الساقط المنعكس نظراً لأن  $E$  و  $H$  واتجاه انتشار الضوء ترتبط فيما بينها تبعاً لقاعدة اليمين اليمنى . والنتيجة موضحة في الشكل ( ٢٥ - ١٩ ) . وعندما تقترب زاوية السقوط من الصفر نرى أن المتجهين  $H$  و  $H$  يقتربان من نفس اتجاه كل استقطاب . ويولد تراكبهما بصناً لأمواج موقوفة عند السطح . وكما سبق تفسيره ، لاحظ فير عقده عند ملاسه اللوح الكاشف للسطح وهذا يدل على أن المتجه الكهربى هو الأهم على الأقل بالنسبة للتأثير الفوتوغرافى .

ويمكن للمرء أن يتنبأ من النظرية أن المتجه الكهربى أكثر أهمية من المتجه المغنطيسى في نشأة تأثيرات الضوء المشاهدة . وحيثما يثار تساؤل عن تأثير الضوء على الألكترونات ، تكون المجالات الكهربائية هي التى تولد قوى أكبر كثيراً من تلك التى تولدها المجالات المغنطيسية . وفى الحقيقة ، أوضح درود ونيرنست بعد عامين فقط مما قام به فينر أن نفس النتيجة تظل قائمة عند استبدال الفوتوغرافية بالفلورية في الكشف . وأكدها فير فيما بعد مستخدماً الظاهرة الكهروضوئية ولقد افترض أيضاً أن المتجه الكهربى هو المسئول عن الرؤية .

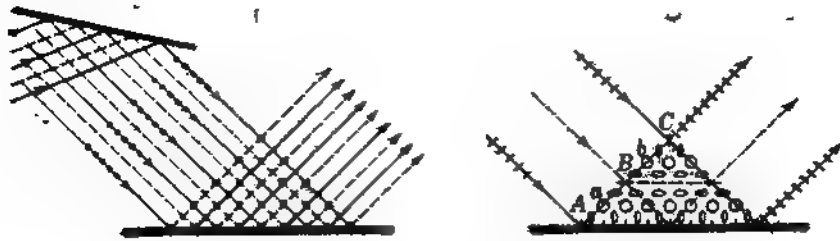
وثمة دليل أكثر إقناعاً ، لا يتوقف على تعبيرات الطور أو على الإنحياز المتعلق باللامس التام لحافة اللوح الفوتوغرافى مع المرآة ، قدم فينر هذا الدليل بالطريقة التالية :

\* لا تساوى قيم  $E$  و  $H$  الصفر تماماً أو ١٨٠ للمعادن عند السقوط العمودى بالرغم من أن الفرق بينهما يكون كذلك والتأثير الوحيد لهذا ، يتمثل في إزاحة موضع العقدة بحيث لا تظهر عند السطح هي حالة العضة مثلاً ، تقع العقدة عند ٤٣ . وة تحت السطح .



شكل ٢٥ - ١٩ : علاقات الفضاء بين المجهات  $E$  و  $H$  الساقطة والمنعكسة (أ) للاستقطاب  $p$  (ب) للاستقطاب  $s$  . من المفترض أن زاوية السقوط أقل من  $\pi$  .

ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً ينعكس عند زاوية سقوط تساوى  $٥٤٥^\circ$  بالضبط عندئذ يكون الشعاعان الساقط والمنعكس متعامدين أحدهما على الآخر وتكون هيئة المتجهات في الفضاء كما في الشكل ( ٢٥ - ١٩ ) . نرى للاستقطاب  $S$  أن المتجهات الكهربائية  $E_s$  و  $R_s$  تهتز على طول الخط ، ويمكن أن يتداخلوا . ومن الناحية الأخرى تكون  $E_p$  و  $R_p$  متعامدة على بعضها البعض ولا يمكن حدوث تداخل بينهما . والعكس صحيح تماماً لمتجهات  $H$  . والتجربة موضحة بالرسم التخطيطي في الشكل ( ٢٥ - ٢٠ ) في الجزء (أ) يكون المتجه الكهربى عمودياً على مستوى الشكل ، شرط يمكن توفيره بالانعكاس أول من سطح لوح زجاجى عند زاوية بروستر ، وعندئذ يمكن حدوث التداخل على امتداد المستويات الأفقية المشار إليها بالنقط . تكون هذه المستويات أبعد بمقدار  $1/\sqrt{2}$  عن نظيرتها في حالة السقوط العمودى . ويوضح في الشكل فرق الطور  $\pi$  بواسطة استبدال الخطوط المتصلة بالمنقطعة والعكس بالعكس . وبالنسبة للمتجهات المغناطيسية المناظرة ، لا يوجد تغير في الطور بالانعكاس ، كما هو موضح في الجزء (ب) من الشكل . وتكون المحصلة عند النقطة  $A$  على السطح بمثابة اهتزازة خطية عمودية على السطح . وبالاتحاد عن السطح تصبح إهليلجية ثم دائرية كما عند (a) وتعد خطية مرة ثانية عند  $B$  باهتزازات أفقية . ويستمر التابع المعكوس حتى النقطة  $C$  . وتفصل النقط  $A$  و  $B$  و  $C$  مسافات كل منها يساوى  $\lambda/2$  على طول الشعاع . وتكون الطاقة المصاحبة لجميع هذه الاهتزازات هي نفسها ( الفقرة ٢٨ - ٨ ) . لذلك ، إذا كان المجال الكهربى هو المجال المؤثر أو الفعال ، فإن اللوح الفوتوغرافى تحت الاختبار يكون متماثل السواد . ولقد وجد فينر فعلاً اشترطه تداخل في الحالة المشار إليها وسوداً متماثلاً عن دوران اهتزازات الضوء الساقط بمقدار  $٩٠^\circ$  .



شكل ٢٥ - ٢٠ : تجربة فينر عند السقوط بزاوية  $45^\circ$  . يلاحظ التداخل بالنسبة للمعج الكهربي الذي يكون اتجاهه كما في (أ) بينما لا يظهر المعج المغنطيسي الناظر (ب) شيئاً .

## مسائل

- ٢٥ - ١ ارسم منحنيات شدة الانعكاس الخارجى لضوء أحمر يسقط على بلورة شغافه من الماس . استخدم معامل الانكسار المعطى في الجدول ( ٢٣ - ١ )
- ٢٥ - ٢ ارسم منحنيات الانعكاس الداخلى للضوء الأحمر في الماس . استخدم معامل الانكسار المعطى في الجدول ( ٢٣ - ١ ) .
- ٢٥ - ٣ احسب الانعكاسية عند السقوط العمودى للمواد التالية (أ) الماس  $n = 2.426$  ، (ب) الكوارتز  $n = 1.547$  ، (ج) الروتيل  $n = 2.946$  ، (د) الزجاج الناجى  $n = 1.526$  ، (هـ) الفضة  $n = 0.177$  و  $k = 3.638$  ، (و) الصلب  $n = 2.485$  و  $k = 3.433$  .
- [ الإجابة : (أ)  $17.32\%$  (ب)  $4.61\%$  (ج)  $94.32\%$  (د)  $4.34\%$  ، (هـ)  $90.96\%$  و (و)  $58.46\%$  ] .
- ٢٥ - ٤ (أ) استنتج معادلة لسمت الضوء المنكسر في عازل ، مفترضاً أن  $n = 1.50$  . (ب) ارسم شكلاً بيانياً لهذه الزاوية  $\psi$  مع  $\phi$  مماثلاً لذلك الموضح في الشكل ( ٢٥ - ٨ ) للضوء المنعكس
- ٢٥ - ٥ ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً يسقط بزاوية  $\phi = 70^\circ$  على سطح زجاجى ، يتر متجهه الكهربي بزاوية  $30^\circ$  على مستوى السقوط . وبفرض أن  $n = 1.750$  ، احسب (أ) زاوية الاستقطاب (ب) الزاوية المحرجه (ج) مقادير  $E_p$  بالنسبة إلى  $E_s$  (د) المقادير النسبية لـ  $R_p$  و  $R_s$  زاوية سمت  $\psi$  .
- ٢٥ - ٦ ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً ينعكس كلياً عند  $\phi = 45^\circ$  . يتصور قائم

عاكس كلياً مصنوع من زجاج معامل انكساره  $1,650$  . إذا كاد سميت الضوء الساقط  $0,45^\circ$  ، فاحسب (أ) التغير في الطور للمركبتين  $p$  و  $s$  (ب) الفرق في الطور بين المركبتين  $p$  و  $s$  (ج) ارسم بيانياً شكل الاهتزازات الإهليلجية كما في الشكل (٢٥ - ١٠) .

٢٥ - ٧ ضوء غير مستقطب يسقط على سطح زجاجي أملس بزاوية  $35^\circ$  . بفرض أن معامل انكسار الزجاج  $1,750$  أحسب (أ) سعة و (ب) شدة المركبتين  $p$  و  $s$  الشعكيتين (ج) أوجد درجة الاستقطاب للضوء المنعكس ( أنظر الفقرة ٢٤ - ٤ ) .

[ الإجابة : (أ)  $0,2055$  و  $0,3374$  (ب)  $0,4223$  و  $0,11384$  (ج)  $3,884\%$  ]

٢٥ - ٨ (أ) ارسم شكلاً بيانياً لتغيرات الطور في الانعكاس الداخلي في زجاج معامل انكساره  $1,825$  . حدد الشكل بزوايا بين الزاوية الحرجة والسقوط للمضي (ب)خذ الفرق  $S(S_p - S_s) =$  واوجد الزاويتين اللتين يمكن استخدامهما لتصميم معين فرنل من هذا الزجاج .

٢٥ - ٩ اشرح لماذا يفضل اختيار الزاوية  $37^\circ 54'$  بدلا من  $37^\circ 48'$  عند تصميم معين فرنل المشار إليه الفقرة (٢٥ - ٦) ، علما بأنها تعطي أيضا فرقاً في الطور  $8$  بين  $0,45$  .

٢٥ - ١٠ تكون الثوابت الضوئية لسطح معدني هي  $n = 2,340$  و  $k = 1,176$  لضوء أخضر . احسب (أ) انعكاسيته عند السقوط العمودي (ب) زاوية السقوط الرئيسية له (ج) زاوية السم الرئيسية له .

٢٥ - ١١ قيمت زاوية السقوط الرئيسية لسطح معدني معقول فكانت  $65,5^\circ$  وزاوية السم  $38,2^\circ$  عين (أ) الثوابت الضوئية لهذا المعدن (ب) انعكاسيته عند السقوط العمودي . . .



## الفصل السادس والعشرون

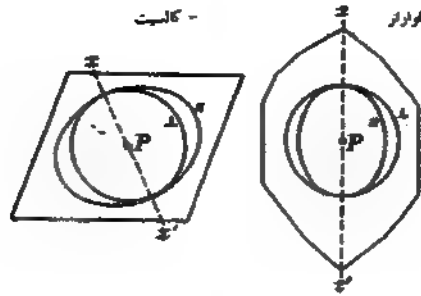
### الانكسار المزدوج

تقسم البلورات ذات الانكسار المزدوج ، من وجهة نظر البصريات الفيزيائية ، إلى بلورات أحادية المحور أو بلورات ثنائية المحور . ولقد رأينا في البلورات أحادية المحور أن معاملات انكسار ومن ثم سرعات أمواج كل من  $E, O$  تصبح متساوية في إتجاه واحد يسمى المحور الضوئى . ومن ناحية أخرى ، يوجد في البلورات ثنائية المحور اتجاهان لا تتوقف فيهما سرعة الأمواج المستوية على إتجاه الاهتزازات الساقطة . ويصنع هذان المحوران الضوئيات أحدهما مع الآخر زاوية معينة تكون مميزة للبلورة وتتوقف إلى حد ما على لطول الموحى . ويمكن النظر إلى البلورات أحادية المحور كحالة خاصة لبلورات ثنائية المحور ، فيها تنعدم الزاوية بين المحورين .

#### ٢٦ - ١ أسطح الأمواج في البلورات أحادية المحور

يمكن تقسيم البلورات أحادية المحور إلى سالبة وموجبة . ففى بلورة سالبة كبلورة الكالسيت ، يكون معامل انكسار الشعاع غير العادى أقل من معامل انكسار الشعاع العادى . وفى الكوارتز ، بلورة موجبة ، يكون معامل انكسار الشعاع غير العادى أكبر من ذلك للشعاع العادى . ويعالج انتشار الضوء بصفة عامة في البلورات الموجبة والسالبة عادة بدلالة أسطح الأمواج ، التى تتمشى تماماً مع تفسير هيجنز .

يكون السطح الموجى هو صلب موجة ( أو زوج من صلبور الأمواج ) يحيط تماماً بمصدراً نقطياً لضوء أحادى اللون . لذلك إذا كان المصدر عند  $P$  فى أحد البلورات من الشكل ( ٢٦ - ١ ) ، فإن الدائرة والقطع الناقص حوله يمثلان أشكال صلبور الأمواج ، التى تكون بمثابة مواضع النقط ذات الطور المتساوى للأمواج الصادرة عن  $P$  . إذا كانت هذه البلورات من مواد متساوية الخصائص فى جميع الاتجاهات ( أيسوتروية ) كالزجاج ، سيوجد سطح موجة واحد يأخذ شكل كرة ، موضحاً أن



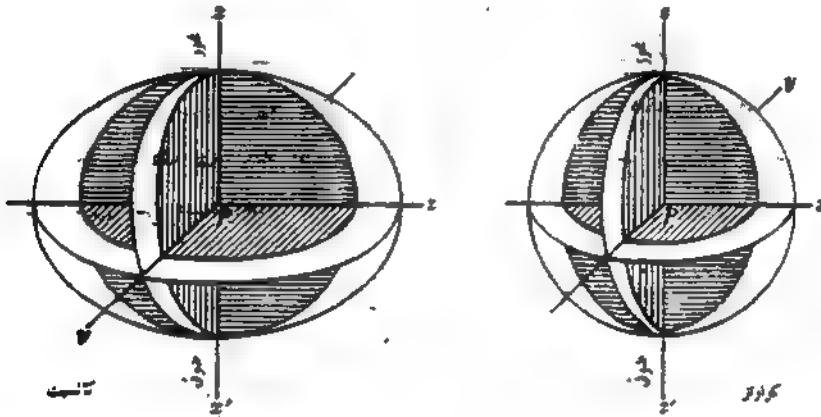
شكل ٢٦ - ١ : الرسوم التخطيطية لأسطح الأمواج في بلورات الكالسيت والكوارتز

للموجة نفس السرعة في جميع الاتجاهات . ومع ذلك ، يوجد في معظم المواد المتبلورة سطحان موجبان ، يسمى أحدهما سطح موجة عادية والآخر سطح موجة غير عادية . وفي كل من الكوارتز والكالسيت يكون سطح الموجة العادية بمثابة كرة وصدر الموجة غير العادية بمثابة مدور قطع ناقص . يمكن الحصول على السطوح في فضاء ثلاثي الأبعاد بدوران المقطع العرضي للشكل ( ٢٦ - ١ ) حول المحاور الضوئية التي يرمز لها بالرموز  $xx$  و  $zz$  لأسباب سيأتي شرحها . تنتج الدائرة كرة وينتج القطع الناقص مدور قطع ناقص . وموضح في الشكل ( ٢٦ - ٢ ) المقاطع العرضية الثلاثة لهذه السطوح . والاختلاف المركزي للقطوع الاهليلجية ( البيضاوية ) في هذه الأشكال مبالغ فيه ، إذ يختلف المحوران الأعظم والأصغر فعلاً بمقدار ١١٪ فقط في حالة الكالسيت و ٠,٦٪ في حالة الكوارتز .

في الكالسيت يتلامس مدور القطع الناقص مع الكرة التي تقع داخله في نقطتين حيث يمر بالسطحين المحور الضوئي المار بالنقطة P . وفي الكوارتز فإن الكرة ومدور القطع الناقص الذي يقع داخلها لا يتلامسان تماماً عند المحور الضوئي المار بالنقطة P . وحقيقة أنهما لا يتلامسان تؤدي إلى ظاهرة جديدة تماماً تسمى الفعالية الضوئية ، التي سيعالج موضوعها بالتفصيل في الباب ٢٨ . واقتراب السطحين على طول المحور الضوئي مع ذلك ، يكون كافياً لافتراض أنهما يتلامسان كما يحدث فعلاً في بعض البلورات الموجبة الأخرى مثل أكسيد التيتانيوم وأكسيد الحارصين والجليد . إلى آخره . وتنبغي الإشارة إلى أنه نظراً لتفريق جميع الأوساط فإن أسطح الأمواج الموضحة تنطبق فقط على طول موجي واحد . وتبعاً لذلك ترسم سطوح أصغر أو أكبر للأطوال الموجية

الأخري . وأكثر من هذا ، يكون من المهم تذكر أن أنصاف الأقطار المرسومة من  $P$  تتناسب مع السرعات الطورية ومن ثم لا تقيس معدل انتشار الطاقة : وسرعات المجموعات ، التي تكون أصغر عادة في الأوساط المفرقة من السرعات الطورية ( الفقرة ٢٣ - ٧ ) ، ينبغي أن تمثلها بالتناسب بسطوح أصغر . ويجب أن تكون مماثلة لسطوح الأمواج المرسومة هنا فقط في حالة الضوء أحادي الطول الموجي المثالي .

وإنجاءات الاهتزازة في السطحين الموجيين في الشكل ( ٢٦ - ١ ) موضحة بواسطة  $\perp$  للاهتزازات العمودية على الصفحة وبواسطة  $\parallel$  للاهتزازة في مستوى الصفحة . وسوف نعين هذه بصورة أفضل بعد أن نأخذ في الاعتبار كيفية تطبيق أسطح الأمواج .



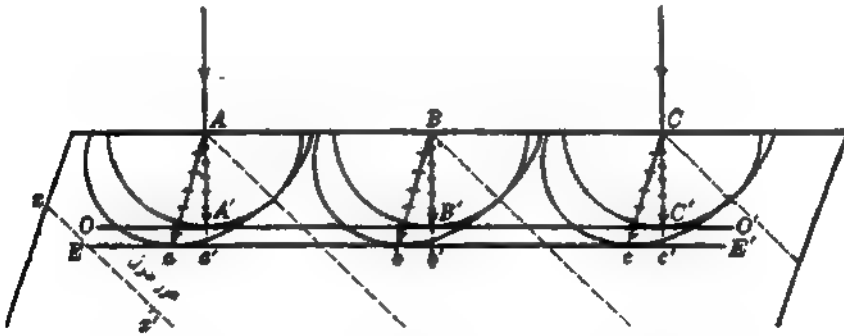
شكل ٢٦ - ٢ : المقاطع العرضية لسطوح الأمواج في بلورات الكالسيت والكوارتز

## ٢٦ - ٢ انتشار الأمواج المستوية في بلورات أحادية المحور

• ثم نفسير نشأة الانكسار المزدوج للضوء عند سطح بلورة بدلالة أسطح الأمواج السابق عرضها . يكون هذا مصحوبا باستخدام قاعدة هيجنز للموجبات الثانوية . افترض ، على سبيل المثال ، حزمة ضوئية متوازية تسقط عموديا على سطح بلورة مثل الكالسيت ، يصنع محورها الضوئي زاوية ما مع سطح البلورة [ انظر الشكل ( ٢٦ - ٣ ) ] . يأخذ المحور الضوئي الاتجاه الموضح بالخطوط المنقطعة . تبعا لقاعدة هيجنز ، يمكننا الآن اختيار نقط في أى مكان على صدر الموجة كمصادر نقطية جديدة للضوء .

تم هنا اختيار النقط  $C, B, A$  لحظة سقوط الموجة على سطح البلورة . ستأخذ موجات هيجنز الثانوية التي تدخل البلورة من هذه النقط الشكل الموضح بالرسم .

إذا بدأ أحد في إيجاد مماسات مشتركة لهذه الموجات الثانوية ، ستكون النتيجة الحصول على موجتين مستويتين يرمز لها في الشكل بواسطة  $EE, OO$  . ونظراً لأن الأولى هي المماس للموجات الثانوية الكروية ، فإنها تأخذ سلوك موجة في مادة أيسوتروبية تنتقل في اتجاه عمودي على السطح بسرعة تتناسب مع  $CC, BB, AA$  . ولقد رأينا في الباب الأخير أن اهتزازات هذه الموجة العادية تكون عمودية على المقطع الرئيسى . ويمثل المماس لمنحني القطوع الناقصة صدر موجة الاهتزازات غير العادية ، التي تقع في المقطع الرئيسى . والأشعة  $E$  التي تصل نقط الأصل للموجات الثانوية مع نقط التماس ، تباعد عن الأشعة  $O$  ، وتكون غير عمودية على صدر الموجة . وهي تمثل الاتجاه الذى تنكسر به حزمة رفيعة من الضوء ، وهو الاتجاه الذى تنتقل فيه طاقة الاهتزازات  $E$  وتسمى سرعتها ، المتناسبة مع  $Cc, Bb, Aa$  سرعة الشعاع . وتكون هذه أكبر من السرعة العمودية المقاسة بواسطة  $Bb, Aa$  أو  $Cc$  ، وهي السرعة تتقدم بها الموجة في البلورة في الاتجاه العمودي على مستواها .

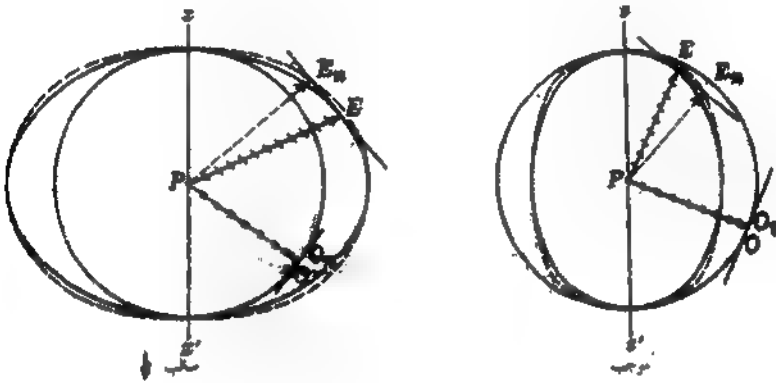


شكل ٢٦ - ٣ : رسم هيجنز لموجة مسوية تسقط عمودياً على بلورة كالسيت .

إذا رسمت السرعة الطورية  $Aa$  في إحداثيات قطبية كدالة للزاوية المحصورة بين المحور الضوئى والعمود على الموجة  $E$  ، نحصل على الأشكال البيضاوية المتقطعة في الشكل ( ٢٦ - ٤ ) تكون هذه الأشكال البيضاوية بطبيعة الحال سطوحاً ثلاثية الأبعاد متماثلة حول المحور الضوئى . ويمكن الآن بيان أن سطح الموجة أى منحني القطع الناقص هو

- حقيقة سطح سرعة الشعاع . و سطح السرعة العمودية و سطح سرعة الشعاع للاهتزازات العادية يمثلان بنفس التائرة أو الكرة . و سيشار فيما بعد إلى مدور القطع الناقص ب سطح الموجة للموجة E . وإلى الشكل البيضاوى ب سطح السرعة العمودية للموجة E .

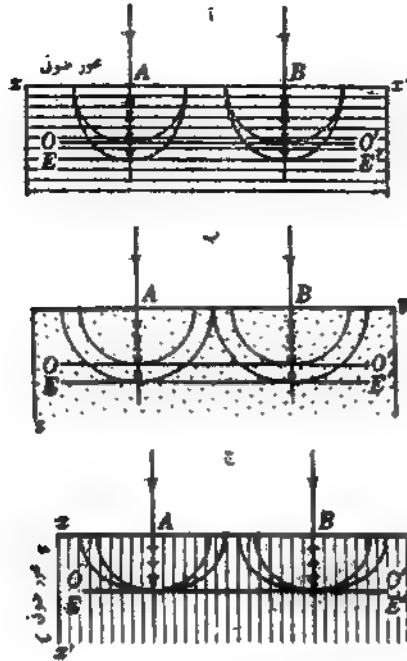
عند رسم الشكل ( ٢٦ - ٣ ) تم افتراض أن المحور الضوئى يقع فى مستوى الصفحة . وفى الحالة التى لا يكون فيها المحور الضوئى فى مستوى الصفحة ، فإن



شكل ٢٦ - ٤ : سطح الأمواج و سطح السرعة العمودية فى بلورات أحادية المحور .

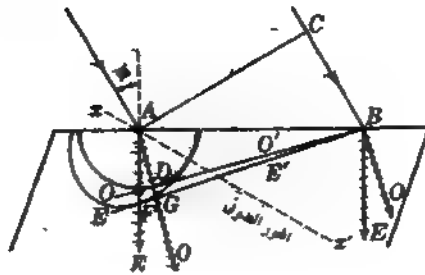
المستوى المرسوم المماس لمدور القطوع الناقصة للموجات الثانوية سيحدث تلاصقا عند نقط أمام أو خلف الصفحة ؛ وإذا كان المحور الضوئى موازيا لسطح البلورة أو عموديا عليها ، قد يكون الوضع أبسط بصفة خاصة . ويوضح الشكل ( ٢٦ - ٥ ) رسم ميجنز فى هذه الحالات الهامة ، حيث يقطع وجه البلورة (١) بحيث يوازى المحور الضوئى كما فى (أ) و (ب) ، (٢) بحيث يكون عموديا على المحور الضوئى كما فى (ج) . وفى الحالتين تكون سرعتا الشعاع مساويتين للسرعة العمودية ولا يوجد انكسار مزدوج . ومع ذلك ، تنتقل موجة E فى الحالة (١) بسرعة أكبر من سرعة موجة O . وعندما يوجد فرق بين هاتين سرعتين ، نحصل على ظاهرة تداخل الضوء المستقطب التى ستناقش فى الباب التالى .

وسيساعد فى فهم السلوك الأكثر تعقيدا ل سرعة الضوء المتذبذب فى اتجاهات مختلفة والذي يوصف ب سطح الموجة ، الاشارة إلى الحقائق التالية . يكون للموجة O التى تتـ



شكل ٢٦ - • : انتشار أمواج مربعة تسقط عموديا على بللورة كالسيت ثم قطعها موازية وعمودية مع المحور الضوئي .

في كل مكان عمودية على المحور الضوئي نفس السرعة في أى اتجاه . وتصنع اهتزازات الموجة E زوايا مختلفة مع المحور لكل شعاع مختلف يكون مرسوما من P ، ( الشكل ٢٦ - ٤ ) . وتكون سرعة الشعاع المرسوم في الواقع على امتداد المحور الضوئي ، وتكون اهتزازاته العمودية على المحور مساوية لتلك للشعاع O التي تكون أيضاً عمودية على المحور . تفترض هذه الحقائق أن سرعة الضوء لسبب ما تتوقف على زاوية ميل الاهتزازات على المحور الضوئي . ويمكن بدلالة نظرية الجامد - المرن تفسير هذا بافتراض معامل مرونة مختلفين للاهتزازات الموازية للمحور الضوئي والعمودية عليه . وفي الكالسيت مثلاً ، تؤخذ قوة الاسترداد للشعاع E التي ينتقل عموديا على المحور الضوئي ( الاهتزازات موازية للمحور ) أكبر من تلك للشعاع O في نفس الاتجاه ( الاهتزازات عمودية على المحور ) . ولهنا تنتقل موجة E أسرع في هذا الاتجاه .



شكل ٢٩ - ٦ : رسم هيجنز عندما يقع المحور الضوئي للبلورة كالسيت في مستوى السقوط .

### ٢٩ - ٣ الأمواج المستوية عند السقوط المائل.

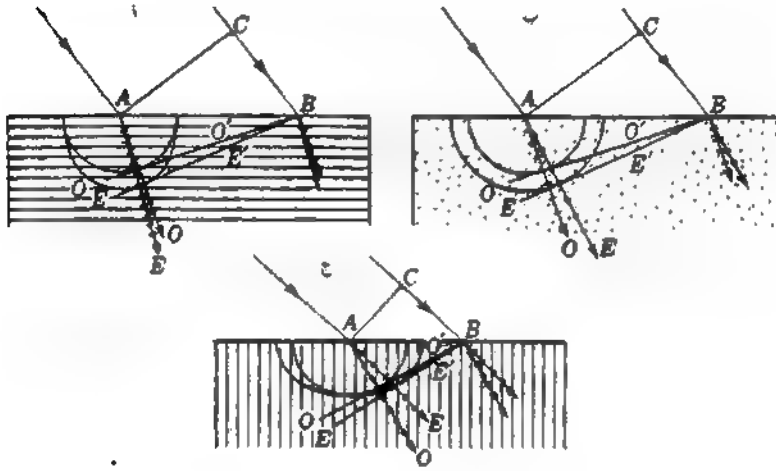
استمراراً لدراسة الانكسار المزدوج للضوء في البلورات أحادية المحور ، افترض حزمة ضوئية متوازية تسقط بزاوية ما على سطح بلورة محورها الضوئي يقع في مستوى السقوط ويصنع في نفس الوقت زاوية ما مع سطح البلورة [ انظر الشكل ( ٢٦ - ٦ ) ] . عند النقطة A حيث يقابل الضوء السطح الفاصل ، يرسم سطح الموجة O يكون نصف قطره بحيث تساوى النسبة  $CB/AD$  معامل انكسار الشعاع O . ويرسم عندئذ سطح الموجة الاهليلجية بحيث يمس الدائرة عند نقطة تقاطعها مع المحور الضوئي  $xx'$  . تحدد مواضع النقط F, D وصدر الأمواج الجديدة FB, DB برسم المماسات للدائرة والقطع الناقص من النقطة المشتركة B . في الوقت الذي يقطع فيه الضوء المسافة من C إلى D في الهواء نقطع اهتزازات O المسافة من A إلى D في البلورة ونقطع اهتزازات E المسافة من A إلى F . وفي الحالة العامة جداً حيث لا يقع المحور الضوئي في مستوى السقوط ، لن يقع الشعاع المنكسر في نفس المستوى . وتتطلب أمثال هذه الحالات أشكالاً ثلاثية الأبعاد من الصعب توضيحها .

نطبق مبادئ رسم هيجنز في ثلاث حالات خاصة في الشكل ( ٢٦ - ٧ ) . في (أ) و (ج) ، ينطبق المحور الضوئي ومستوى السقوط والمستويان الرئيسيان لكل من O, E جميعها على مستوى الصفحة . وفي (ب) ، يكون المحور عمودياً على مستوى السقوط ، وتؤدي المقاطع العرضية لأسطح الأمواج من A إلى دائرتين . وهذه الحالة هي التي يكون فيها المستويان الرئيسيان المحددان لاتجاهات اهتزازات الشعاعين E, O ( الفقرة ٢٤ - ٩ ) منفصلين أحدهما عن الآخر ومنفصلين عن المقطع الرئيسي .

ويمكن هندسياً بيان أنه للحالة الخاصة في الشكل ( ٢٦ - ٧ ) حيث يكون المحور الضوئي على كل من السطح ومستوى السقوط ، تعطى اتجاهات الأشعة المنكسرة بواسطة

$$\frac{n_E}{n_O} = \frac{\tan \phi'_E}{\tan \phi'_O}$$

هنا  $\phi'_O$  و  $\phi'_E$  هما زاويتا الانكسار و  $n_O$  و  $n_E$  معاملتا الانكسار الرئيسيان



شكل ٢٦ - ٧ : الانكسار المزدوج في بلورات مقطوعة بحيث يكون محورها الضوئي موازياً للسطح وعمودياً عليه .

## ٢٦ - ٤ اتجاه الاهتزازات

يجب تحديد الطبيعة الفيزيائية للاهتزازات في البلورات بصورة أكثر وضوحاً من كونها ذبذبات المتجه الكهربى (أو المغنطيسى) المستخدمة حتى هذه اللحظة .  
فالأشياء مناقشتها فيما يلى ، لا يكون اتجاه الازاحة الكهربائية  $D$  (الفقرة ٢٣ - ٩) بصفة عامة هو نفس اتجاه المجال الكهربى . وتبين تطبيقات معادلات ماكسويل فى أوساط غير أيسوتروبية على طول الخطوط التى سيجرى تعديلها فى الفقرة ( ٢٦ - ٩ ) أن الاهتزازات الواقعة على صدر الموجة هى تلك لـ  $D$  . ومع ذلك ، تكون اهتزازات المجال الكهربى  $E$  ( أى للمتجه الكهربى حتى لا يختلط الأمر مع الرمز  $E$

للموجة غير العادية ) عمودية على الشعاع ومائلة بالتالي على صدر الموجة . لذلك تكون الموجة غير العادية موجة مستعرضة في  $D$  وليس في  $E$  . ونشير لاتجاه الاهتزازات في الشكلين ( ٢٦ - ٣ ) و ( ٢٦ - ٤ ) باتجاه الأزاحة الكهربائية  $D$  .

ويمكن في البلورات أحادية المحور تحديد اتجاهات اهتزازات الأشعة  $E, O$  بدلالة المستويات الرئيسية لهذه الأشعة المعروفة في الفقرة ( ٢٤ - ٩ ) . تكون اهتزازات  $O$  عمودية على المستوى الرئيسى للشعاع  $O$  الذى يحتوى على هذا الشعاع وعلى المحور الضوئى . وتكون أيضاً مماسة لسطح الموجة  $O$  . وتقع اهتزازات  $E$  فى المستوى الرئيسى للشعاع  $E$  وتكون مماسة لسطح الموجة  $E$  . تبدو هذه التعريفات معقدة بصورة غير ضرورية فى حالات مثل تلك الموضحة فى الشكل ( ٢٦ - ٣ ) ، حيث ينطبق المقطع الرئيسى والمستويات الرئيسيان مع مستوى الشكل ، إلا أنها ضرورية فى الحالة العامة حيث تكون الثلاثة من هذه المستويات جميعها مختلفة . وثمة طريقة أخرى لتحديد اتجاهات الاهتزازات ، يمكن بصفة عامة تطبيقها على جميع الحالات بما فيها البلورات ثنائية المحور ، وهى كالآتى . تقع الازاحات الكهربائية المصاحبة لأحد الأشعة ( الشعاع  $E$  فى بللورات أحادية المحور ) فى اتجاه مسقط الشعاع على صدر الموجة الخاصة به . ويمكن عندئذ إيجاد اتجاه الأخرى المصاحبة للشعاع الآخر نظراً لأنه فى اتجاه معين للعمود على الموجة يكون الاتزان الممكناً لـ  $D$  عموديين بالتبادل . وتبين دراسة الأشكال اتفاقاً مع هذه الأسس فى الحالات البسيطة التى أخذناها فى الاعتبار .

## ٢٦ - ٥ معاملات انكسار البلورات أحادية المحور

يعرف معامل الانكسار عادة بالنسبة بين سرعة الضوء فى الفضاء وبين سرعته فى الوسط موضع الدراسة . ويوجد فى البلورات أحادية المحور معاملان انكسار رئيسيان ، يعبر أحدهما عن سرعة الموجة  $E$  التى تنتشر فى اتجاه عمودى على المحور الضوئى ويعبر الآخر عن سرعة الموجة  $O$  وهما يرتبطان بمعاملى المرونة المذكورين فى الفقرة ( ٢٦ - ٢ ) . ويعرف معامل الانكسار الرئيسى ، فى بلورة سالبة كالكالسيت ، بسرعة الضوء فى الفضاء على النهاية العظمى للسرعة فى البلورة .

$$n_E = \frac{\text{السرعة فى الفضاء}}{\text{النهاية العظمى لسرعة الموجة E}} \quad ( ٢٦ - ١ )$$

ينفى الإشارة إلى أن النهاية العظمى للسرعة تساوى النهاية العظمى لسرعة الشعاع

ويعرف معامل الانكسار والعادي كما يلي

$$n_0 = \frac{\text{السرعة في الفضاء}}{\text{سرعة الموجة O}} \quad (26 - 2)$$

ويعرف معامل انكسار الموجة غير العادية في البلورات الموجية أحادية المحور كما يلي :

$$n_E = \frac{\text{السرعة في الفضاء}}{\text{النهاية الصغرى لسرعة الموجة E}} \quad (26 - 3)$$

تعطى معاملات الانكسار الرئيسية للكالسيت والكوارتز في الجدول ( ٢٦ - ١ ) وذلك لعدد من الأطوال الموجية في مناطق الطيف المرئي وفوق البنفسجي وتحت الحمراء .

ونظراً لأن سطح الموجة E يلامس سطح الموجة E عند المحور الضوئي ، فإن المعامل  $n_0$  يعطى أيضاً سرعة الموجة E على طول المحور الضوئي . ولهذا بعين كل زوج من قيم  $n_E, n_0$  لطول موجي . معين النسبة بين المحور الأعظم والمحور الأصغر لأسطح الموجة غير العادية لذلك الطول الموجي .

ولقد تم عملياً تعيين معاملات الانكسار الرئيسية لبلورات أحادية المحور من انكسار لضوء في منشور منها زاوية رأسه معلومة . إذا وضع أجد المنشورين في الشكل ( ٢٦ - ٨ ) على نضد مطياف يتكون طيفان . إذ يوجد لأي طول موجي خططان طيفيان وتوجد بالتالي زاويتا انحراف في وضع النهاية الصغرى للانحراف . وعدئذ بحسب معاملات الانكسار لكل من  $E, O$  بالطريقة المعتادة ( الفقرة ٢ - ٥ ) من المعادلة

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\alpha + \delta_m)}{\sin \frac{1}{2}\alpha} \quad (26 - 4)$$

حيث  $\delta_m$  زاوية النهاية الصغرى للانحراف و  $\alpha$  زاوية رأس المنشور .

عند وضع النهاية الصغرى للانحراف في المنشور (أ) ينتقل الشعاع E أساساً عمودياً على المحور الضوئي ، وهو الشرط اللازم لقياس معامل الانكسار الرئيسي  $n_E$  . وفي المنشور (ب) ، تبغى الإشارة إلى أن المقطع العرضي لسطح الوجه يؤدي إلى دائرتين . ويعني هذا أن سرعة الشعاع E وكذلك للشعاع E لا تتوقفان على الاتجاه في مستوى الشكل ويظلان قانون سنل قائماً أيضاً .

تؤتم علاقتان مفيدتان لحساب نقط على قطع ناقص ، رسوم في إحداثيات متعامدة ، وهما :

( ٥ - ٢٦ )

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

$$\begin{aligned} x &= a \cos \phi \\ y &= b \sin \phi \end{aligned}$$



شكل ٢٦ - ٨ : الانكسار المزدوج في منشورين مقطوعين من بللورة سالبية أحادية المحور

وأحد أكثر البللورات أحادية المحور أهمية هي بللورة الروتيل ، تتركب من أكسيد التيتانيوم  $\text{TiO}_2$  ، وهي بللورة فضية اللون مصقولة تستخدم في صناعة الأحجار الكريمة التي تعطى بريقا يفوق بريق الماسي ست مرات تقريبا .

جدول ٢٦ - ١ : معاملات الانكسار الرئيسية للكالكيت والكوارتز عند ٢٠° م .

عنصر المصدر	الطول الموجي بالانغستروم	الكالكيت		الكوارتز		كوارتز عو سطر
		$n_o$	$n_E$	$n_o$	$n_E$	
Au	2000.60	1.90302	1.57663	1.64927	1.66227	
Cd	2265.03	1.81300	1.54914	1.61818	1.62992	1.52308
Cd	2573.04	1.76048	1.53013	1.59622	1.60714	1.50379
Cd	2748.67	1.74147	1.52267	1.58752	1.59613	1.49617
Sn	3034.12	1.71956	1.51366	1.57695	1.58720	1.48594
Cd	3403.65	1.70080	1.50561	1.56747	1.57738	1.47867
Hg	4046.56	1.68134	1.49694	1.55716	1.56671	1.46968
H <sub>v</sub>	4340.47	1.67552	1.49552	1.55396	1.56340	1.46690
H <sub>p</sub>	4861.33	1.66785	1.49076	1.54968	1.55898	1.46318
Hg	5460.72	1.66168	1.48792	1.54617	1.55535	1.46013
Hg	5790.66	1.65906	1.48674	1.54467	1.55379	
Na	5892.90	1.65836	1.48641	1.54425	1.55336	1.45845
H <sub>v</sub>	6562.78	1.65438	1.48461	1.54190	1.55093	1.45640
He	7065.20	1.65207	1.48359	1.54049	1.54947	1.45517
K	7664.94	.....	.....	1.53907	1.54800	
Rb	7947.63	.....	.....	1.53848	1.54739	1.45340
	8007.00	1.64867	1.48212			
O	8446.70	.....	.....	1.53752	1.54640	
	9047.0	1.64579	1.48095			
Hg	10140.6	.....	.....	1.53483	1.54360	
	10417.0	1.64276	1.47982			

ومعاملات الانكسار في الجدول ( ٢٦ - ٢ ) محسوبة من معادلة كوشي المعدلة ذات الحدين

$$\begin{aligned} n_o^2 &= 5.913 + \frac{2.441 \times 10^7}{\lambda^2 - 0.803 \times 10^7} && \text{للشعاع O} \\ ( ٢٦ - ٦ ) \\ n_e^2 &= 7.197 + \frac{3.322 \times 10^7}{\lambda^2 - 0.843 \times 10^7} && \text{للشعاع E} \end{aligned}$$

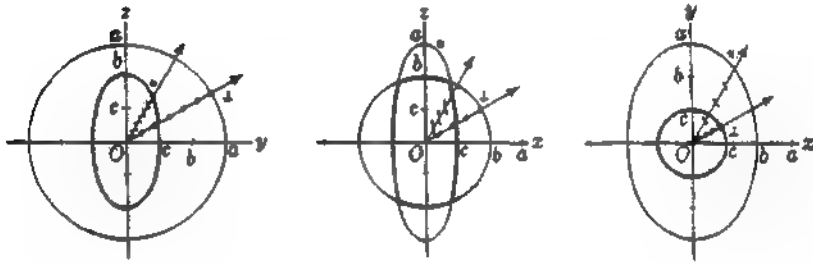
## ٢٦ - ٦ أسطح الأمواج في البلورات ثنائية المحور

تكون معظم البلورات الموجودة في الطبيعة بلورات ثنائية المحور ؛ لها محوران ضوئيان أو اتجاهان لها سرعة عادية واحدة . والانكسار المزدوج في مثل هذه البلورات ، تماما كما في الكالسيت والكوارتز ، يمكن وصفه بسهولة بدلالة أشكال الأمواج وقاعدة هيجنز . وثمة ماضر لثلاثة مقاطع عرضية لأسطح موجات لبلورة ثنائية المحور موضحة في الشكل ( ٢٦ - ٩ ) . وتكون اتجاهات الاهتزاز موصحة كما سبق بالنقط والخطوط . يقطع كل مقطع السطحين في دائرة واحدة وقطع ناقص واحد وهما يختلفان في المقاطع الثلاثة . والأشكال المرسومة في هذه الحالة تكون فيها أنصاف محاور التقاطعات لسطح الموجة مع مستويات الأحداثيات هي كما في الشكل  $a = ٣$  و  $b = ٢$  و  $c = ١$  ( لا توجد مثل هذه الفروق الكبيرة في c,b,a إطلافاً في الطبيعة ) .

ويكون أوسط المقاطع العرضية الثلاثة ( في المستوى xz ) أكثرها أهمية ، نظراً لاحتوائه على النقط الأربع الوحيدة حيث يلامس سطح الموجة الخارجى ( الخط الخفيف ) السطح الداخلى ( الخط السميك ) . وكما في الشكل [ ٢٦ - ١٠ ( أ ) ] يمثل الشعاعان  $OR_1, OR_2$  اتجاهين يكون فيهما فقط سرعة شعاع واحدة . وهذه لا تكون بمثابة المحاور الضوئية . وتعين مواضع المحاور الضوئية برسم المستويات المماسية  $A_2, M_2, A_1, M_1$  . ويكون من الصعب أن نبين في بعدين هذ المستويات المماسية تلامس السطح الخارجى ثلاثى الأبعاد في دوائر أقطارها  $A_2, M_2, A_1, M_1$  ، لكن هذا هو الحال ونظر لأن المقطع العرضي لأحد الأسطح هو دائرة ، فإن الخطين  $OA_2, OA_1$  يكونان عموديين على المستويات المماسية . لذلك تعطى نفس السرعة العادية لكل من القطع الناقص والدائرة بحيث يكون  $OA_2, OA_1$  هي المحوران الضوئيان للنقطة O . ويلاحظ من الشكل ( ٢٦ - ٩ ) أن المرء يمكنه تعيين شكل أسطح الأمواج تحديداً ثلاثة معاملات

جدول ٢٦ - ٢ : معاملات انكسار  $\text{TiO}_2$  ( الروتيل ) لعديد من خطوط فروغيفر الرئيسية .

الرمز	بالنمط	$n_o$	$n_E$
C ( $\text{H}_\alpha$ ) <sup>-</sup>	6561	2.5710	2.8560
D ( $\text{H}_\alpha$ )	5890	2.6131	2.9089
E ( $\text{Fe}$ )	5270	2.6738	2.9857
F ( $\text{H}_\alpha$ )	4861	2.7346	3.0631
G' ( $\text{H}_\alpha$ )	4340	2.8587	3.2232
H ( $\text{Ca}^+$ )	3968	3.0128	3.4261



شكل ٢٦ - ٩ : المقاطع الرئيسية لأسطح الأمواج للبلورة ثنائية المحور

انكسار رئيسية . وتعين هذه بواسطة وجود ثلاث سرعات مستقلة ، تناظر الاهتزازات الموازية لكل من  $z, y, x$  على الترتيب . وتحدد نظرية الجامد المرن ثلاثة معاملات مرونة مختلفة لأنواع الاهتزازة الثلاثة هذه ، التي تؤدي إلى هذه السرعات الثلاث . إذا كانت أسطح الأمواج تمثل صدور الأمواج بعد انتقالها من هذه النقطة  $O$  خلال فترة زمنية قدرها واحد ثانية ، فإن المعاملات تعطى بواسطة .

$$(٢٦ - ٧) \quad n_o = \frac{V}{a} \quad n_b = \frac{V}{b} \quad n_c = \frac{V}{c}$$

حيث  $V$  المسافة التي يقطعها الضوء في الفراغ في ثانية واحدة  $a, b, c$  هي أنصاف محاور القطوع الأهلجية لصدور الموجة . قيم  $n_z, n_y, n_x$  للبلورات مختلفة معطاة في الجدول ( ٢٦ - ٣ )

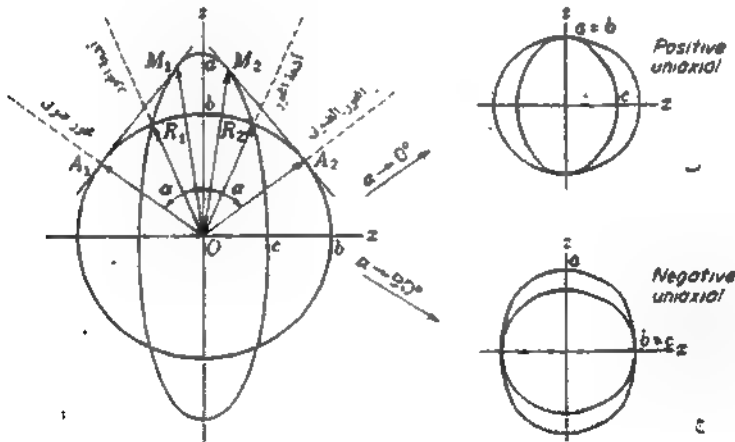
يتم التمييز بين البلورات الموجبة والسالبة تبعاً للزاوية  $\alpha$  ، في الشكل [ ٢٦ - ١٠ ] (١) وهل هي أقل أو أكبر من  $٥٤٥^\circ$  .

يمكن حساب الزاوية  $\alpha$  في الشكل [ ٢٦ - ١٠ (أ) ] من هندسة الدائرة وانقطع الناقص ، وتعطى بالعلاقة .

$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2}} \quad ( ٢٦ - ٨ )$$

جدول ٢٦ - ٣ معاملات الانكسار الرئيسية للبلورات ثنائية المحور ( لضوء الصوديوم ) .

البلورة ومعادلتها	$n_x$	$n_y$	$n_z$	الزاوية $\alpha$ بالدرجات
Negative crystals:				
Mica $[\text{KH}_2\text{Al}_3(\text{SO}_4)_3]$	1.5601	1.5936	1.5977	71.0
Aragonite $[\text{CaO}(\text{CO})_2]$	1.5310	1.6820	1.6860	81.4
Lithargite $(\text{PbO})$	2.5120	2.6100	2.7100	46.3
Stibnite $(\text{Sb}_2\text{S}_3)$ (17620)	3.1940	4.0460	4.3030	80.7
Positive crystals:				
Anhydrite $(\text{CaSO}_4)$	1.5690	1.5750	1.6130	22.1
Sulfur (S)	1.9500	2.0430	2.2400	37.3
Topaz $[(2\text{AlO})\text{FSiO}_2]$	1.6190	1.6200	1.6270	20.8
Turquoise $(\text{CuO}_2 \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot 9\text{H}_2\text{O})$	1.5200	1.5230	1.5300	33.3



شكل ٢٦ - ١٠ - الرسم التخطيطي لسطح الموجة لـ (أ) بلورة ثنائية المحور (ب) و (ج) حالات محدودة للبلورات أحادية المحور .

يمكن من الشكل بيان أنه عندما يقترب  $a$  من  $b$  ، فإن  $\alpha$  تقترب من الصفر ويأخذ السطح شكل بلورة أحادية المحور [ الشكل ٢٦ - ١٠ (ب) ] ، ومن ناحية أخرى ،

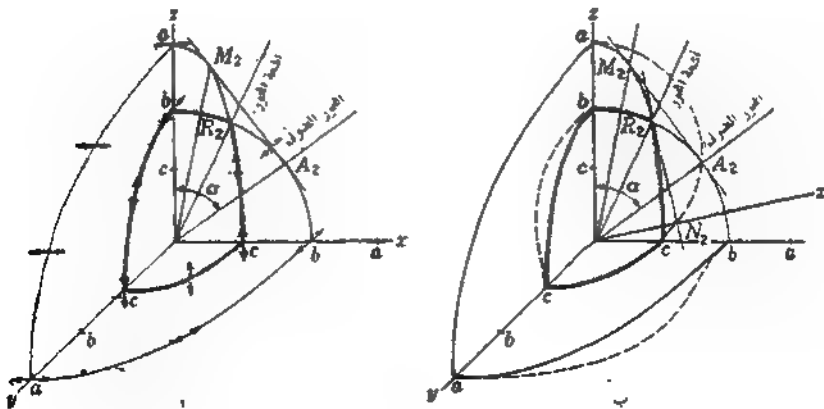
عندما تكون  $\alpha = 90^\circ$  يصبح  $c = b$  ويكون السطح بمثابة سطح بللورة سالبة أحادية المحور كما في (ج) من الشكل . وبدلالة معاملات الانكسار تكون الحالات المحدودة هي :

$$\begin{aligned} \text{للبلورة موجبة أحادية المحور لها} \\ n_o = n_b < n_c \quad n_o = n_e \text{ or } n_b, n_e = n_c \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{للبلورة سالبة أحادية المحور لها} \\ n_o < n_b = n_c \quad n_o = n_b \text{ or } n_c, n_e = n_o \end{aligned}$$

في الشكل ( ٢٦ - ٩ ) ، تجب الإشارة إلى أن كل مستوى احداثيات يحتوي على مقطع عرضي واحد لسطح الموجة . ويعني هذا أن أحد الشعاعين المنكسرين في البلورة على طول أى من هذه المستويات سوف يخضع لقانون سنل . ولهذا يمكن قطع مناشير من هذه البلورة بكيفية معينة تتيح استخدامها في تعيين معاملات الانكسار الرئيسية .

أحد أرباع سطح الموجة للبلورة ثنائية المحور موضح في الشكل ( ٢٦ - ١١ ) لبيان اتجاهات الازاحات الكهربائية D ، وبعبارة أخرى الاهتزازات على صدر الموجة وأيضاً لبيان سطح السرعة العادية ( الخطوط المتقطعة ) . والغطاء الخارجى بلامس الداخلى فقط عند أربع نقط ، حيث تكوّن نقرًا مخروطية . وهذه تتعين مواضعها عند نقطة مثل  $R_2$  ، حيث يتقاطع السطح مع محاور الأشعة . وتكون سرعة الشعاع على طول المحاور z, y, x مساوية للسرعة العادية . ويمكن بيان أن الاهتزازات على سطح الموجة ، حيثما



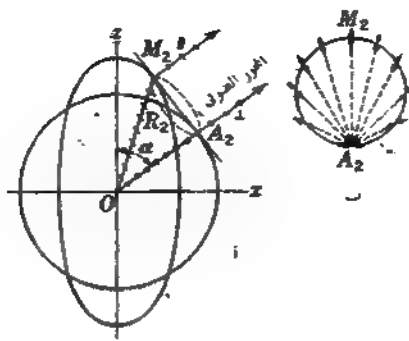
شكل ٢٦ - ١١ . ربع المقاطع العرضية لأسطح أمواج في بللورة ثنائية المحور . الخطوط المتقطعة بمثابة أسطح السرعة العادية . تين الأسهم اتجاه الازاحة الكهربائية .

يكون لها مقطع دائري ، تكون عمودية على مستوى الاحداثيات ، ويمكن لها فقط تحت هذه الظروف أن تحتفظ بزاوية ثابتة مع المحاور الضوئية .

## ٢٦ - ٧ الانكسار المخروطي الداخلي

إن دراسة الانكسار في البلورات ثنائية المحور تتبع نفس الخطوط للبلورات أحادية المحور التي تمت معالجتها في الفقرات السابقة . فلمعالجة الانكسار في المستوي  $xz$  مثلا ، يمكننا تطبيق تفسير هيجنز باستخدام الموجات الثانوية على الصورة الموضحة في الشكل ( ٢٦ - ١٠ ) . فيجد المرء عامة شعاعين منكسرين مستقطبين استقطابا استوائيا ، وبالتالي يكون لدينا هنا أيضاً انكسار مزدوج . ومع ذلك توجد حالتان خاصتان يكون سلوك البلورة ثنائية المحور فيهما مختلفا عن النموذج الأبسط من البلورات أحادية المحور . وهما تناظران الحالة المفردة حينما يتقل الضوء على طول المحور الضوئي للبلورة أحادية المحور . إحدى هاتين هي الانكسار المخروطي الداخلي ، وتشاهد عندما توجه حزمة الضوء على طول أحد المحاور الضوئية داخل البلورة . والأخرى وهي الانكسار المخروطي الخارجي ، حيث يوجه الضوء على طول أحد محاور الأشعة .

ويغير الانكسار المخروطي الداخلي اتجاهه كما يأتي . سبقت الإشارة إلى أن المستوى المماس  $A_2M_2$  [ الشكل ٢٦ - ١٠ (أ) ] و الشكل [ ٢٦ - ١٢ (أ) ] يصنع تلامسا مع السطح الثلاثي الأبعاد للموجة في دائرة قطرها  $A_2M_2$  . افترض الآن أن شريحة ذات سطحين متوازيين مقطوعة من بلورة ما بحيث تكون أسطحها عمودية على أحد المحاور الضوئية وأن سمك البلورة هو  $OA_2$  كما في الشكل [ ٢٦ - ١٢ (أ) ] . وليسقط شعاع ضوئي غير مستقطب عموديا على السطح الأول عند النقطة  $O$  . عندئذ ، ستتقل الاهتزازات لعمودية على طول المحور الضوئي  $OM_2$  وستتخذ بعد الانكسار الثاني نفس الاتجاه  $OA_2$  . ومن المعروف أن الشعاع الساقط غير المستقطب يتكون من اهتزازات في جميع المستويات على طول الشعاع ( الفقرة ٢٤ - ٢ ) ويوجد لكل مستوى اهتزاز على حدة اتجاه مختلف ستتشر الموجة على امتدادها بنفس السرعة العادية كما في أي شعاع آخر . وستكون هذه الأشعة مخروطا ضوئيا في البلورة في الأبعاد الثلاثة يتشر من النقطة  $O$  . وعند لحظة وصوله إلى السطح الثاني  $A_2M_2$  ، تنكسر جميع هذه الأمواج موازية لبعضها البعض مكونة اسطوانة دائرية . وعند النظر إلى هذه الحزمة المجوفة من الطرف ، تبدو مستويات الاهتزاز كما في الشكل [ ٢٦ - ٢ (ب) ] .



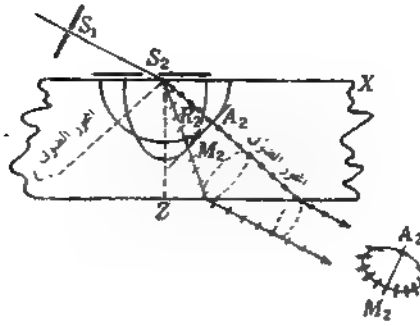
شكل ٢٩ - ١٢ : (أ) هندسة الانكسار المخروطي الداخلي (ب) منظر الضوء المنكسر انكساراً مخروطياً داخلياً كما يرى من طرفه ، موضحاً اتجاهات الاهتزاز .

تسبب سير وليم هاملتون بالانكسار المخروطي الداخلي ونحقق ما تنبأ به لأول مرة بواسطة لويد عام ١٨٣٣ م . ونجرب الآن المشاهدات عادة باستخدام شريحة من بللورة متوازية السطحين كما في الشكل ( ٢٦ - ١٣ ) . إذ تمر حزمة ضوئية رفيعة خلال ثقبين ضيقين قابلين للحركة  $S_1, S_2$  ، تسقط الحزمة بزاوية تكفي لجعل الضوء الذي يهتز عمودياً على مستوى السقوط ينكسر في اتجاه طول الغور الضوئي . وعندما يدار الثقب  $S_2$  لتغيير زاوية السقوط سيوجد شعاعان منكسران فقط حتى يتم الوصول إلى الاتجاه الصحيح للانكسار المخروطي الداخلي . وعندئذ ينتشر الضوء على هيئة حلقة\* من نقطتين قريبتين من  $M_2, A_2$  .

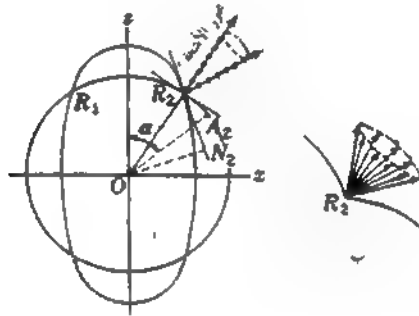
## ٢٦ - ٨ الانكسار المخروطي الخارجى

يتعلق الانكسار المخروطي الخارجى بانكسار مخروط ضوئى أجوف إلى حزمة ضوئية رفيعة أو شعاع ضوئى داخل البللورة الشكلان ( ٢٦ - ١٤ ) ، ( ٢٦ - ١٥ ) . افترض حزمة من ضوء أحادى اللون تتحرك داخل بللورة على امتداد محور الشعاع  $OR_2$  . يمكن من الرسم الموضح في الشكل ( ٢٦ - ١٤ ) رسم مماسين عند التقاطع  $R_2$  ، أحدهما للقطع الناقص والآخر للدائرة .

\* صورة الانكسار المخروطي الداخلى للضوء معطاة في



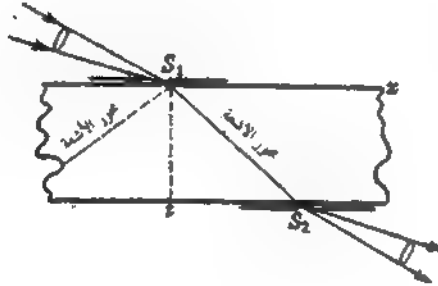
شكل ٢٦ - ١٣ : الانكسار المخروطي الداخلي في شريحة من البلورة ثنائية المحور



شكل ٢٦ - ١٤ : هندسة الانكسار المخروطي الخارجي

تشبه النقطة  $R_2$  في أسطح الأمواج ثلاثية الابعاد نقطة مخروطية ، هذا ويوجد عدد لانهاى من صدور الأمواج يحلف المخروط المنفرج . وينظر صدور الأمواج هذه عدد لانهاى من الأعمدة على الأمواج ، كل منها بذاته يمثل اتجاهها مميزا للاهتزازة [ الشكل ٢٦ - ١٤ (ب) ] ، وتكون هذه مخروطا حاد الزاوية . وعندما تصل صدور الأمواج هذه ، اتى تنقل طاقة كل منها على امتداد محور الشعاع ، إلى سطح البلورة سنحترقه كمخروط من الأشعة نظرا لأن كل عمود على الموجة بالداخل ياطر شعاعا مكسرا - بالخارج . وهذا يوحد في الخارج مخروط من الأعمدة على الأمواج كما هو الحال في الداخل . وتبعاً لقاعدة قبول العكس في الضوء ، فإن أشعة المخروط الأجوف لأشعة الضوء المستقطبة خارج البلورة ستتحده مكونة شعاعا واحدا في داخلها يتقل على طول محور شعاع مفرد .

- ويمكن تجريبيا إسقاط مخروط منظم لضوء غير مستقطب متجمع ، أكبر قليلا مما يلزم ، على شريحة متبلرة مقطوعة كما في الشكل ( ٢٦ - ١٥ ) . ويحدد محور الشعاع تحريك أحد التقيين الضيقين  $S_1, S_2$  . وتلتقط البلورة من الضوء الساقط مخروط الأشعة الأجوف التي تقع اهتزازاتها في مستويات ملائمة تجعلها تتحد مكونة شعاعا واحد داخل البلورة . ويتم إيقاف الأشعة المختلفة الأخرى التي تنتقل في السورة في اتجاهات مختلفة بواسطة الحاجز  $S_2$  . ومن الانكسار عند السطح الثاني للبلورة يمكن مشاهدة مخروط أجوف من ضوء مستقطب يمر خلال  $S_2$  . ولا يشبه المخروط الموضح في الشكل ( ٢٦ - ١٥ ) ذلك الموضح في الشكل ( ٢٦ - ١٤ (ب) ) ، لكنه الذي ينتج من انكسار الأخير .



شكل ٢٦ - ١٥ : طريقة مشاهدة الانكسار المخروطي الخارجى .

## ٢٦ - ٩ نظرية الانكسار المزدوج

يكون لمعادلات ماكسويل في الأوساط المتبلرة نفس الشكل المعطى في الفقرة ( ٢٣ - ٩ ) للأوساط الشفافة بصفة عامة ، أى

$$( ٢٦ - ٩ ) \quad \begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} , & -\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} &= 0 , & \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned}$$

ومع ذلك ، يسمح فقط في حالة مادة أيسوتروبية كالزجاج بكتابة الاراحة الكهربائية  $D = \epsilon E$  كما تم عمله في الفقرة ( ٢٣ - ٩ ) . ولقد وجد في البلورات غير

الأيستروية أن القيم المقيسة لثابت العزل الكهربى  $\epsilon$  تتغير بتغير اتجاه المحور الصوى أو المحاور الضوئية بالنسبة للمحال الكهربى E. وفى النظرية الالكترونية للأوساط العارلة، تتوقف قيمة ثابت العزل الكهربى على استقطاب الذرات تحت تأثير المجال الكهربى. ولقد تمت الإشارة إلى هذه الحقيقة عند مناقشة التفريق. ويعمل تأثير المجال الكهربى على توليد ازاحة صغيرة نسبيا للشحنات الموجبة والسالبة، بحيث تكتسب الذرات عزمًا كهربيا. ويتوقف الآن العزم الناشئ فى ذرة معينة على المجال الكهربى لتلك الذرة، ويمكن تعيينه حزئياً بواسطة مجالات الذرات المستقطبة الأخرى المجاورة لها مباشرة. وإذا رتت هذه الذرات الأخرى بطريقة معينة، فإن الاستقطاب وذات العزل الكهربى الفعال سيتوقفان بوضوح على اتجاه المنتج الكهربى للأموح. ففي الكالسيت مثلاً، تكون ذرات الأكسجين فى مجموعة  $CO_3$  أسهلها استقطاباً وتولد تأثيراً قوياً على بعضها البعض. وتحت هذا التأثير تصبح أسهل استقطاباً بواسطة محال كهربى يوازى مستوى هذه المجموعة عن مجال كهربى عمودى عليه. وكتيجة لذلك، سنجد أن معامل الانكسار سيكون أكبر ما يمكن لضوء له منتج كهربى عمودى على محور المجموعة الثلاثية.

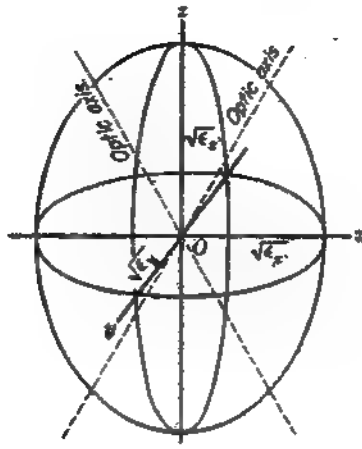
ويمكن بيان أن  $\epsilon$  يتغير بتغير الاتجاه فى هذه البللورات بواسطة النظرية الكهرومغناطيسية التى تؤدى إلى الانكسار المزدوج. يختلف اتجاه D عن ذلك لـ E فيما عدا فى اتجاهات ثلاثة مفردة، تكون متعامدة على بعضها البعض. بقيمة تكون نهاية عظمى على طول أحد هذه المحاور ونهاية صغرى على طول آخر ومتوسطة على طول الثالث. وبالدلالة عليها بواسطة  $x, y, z$ ، نجد أنه لهذه المركبات الثلاث لـ D فى معادلات ماكسويل، ينبغى الآن كتابتها كما يلى:

$$D_x = \epsilon_x E_x \quad D_y = \epsilon_y E_y \quad D_z = \epsilon_z E_z$$

وعند التعويض بهذه القيم فى المعادلات (٢٦ - ٩) ومعادلة الأمواح الكهرومغناطيسية المستنتجة\*، وجد أنه لأى اتجاه لمصدر الموجة توحد سرعتان لاهتزازات المنتج D فى اتجاهين متعامدين بالتبادل، وهذه هى السمة الأساسية للانكسار المزدوج.

وأكثر الطرق دقة فى تمثيل نتائج النظرية الكهرومغناطيسية

\* انظر على سبيل المثال



شكل ٢٦ - ١٦ : محور قطع ناقص ثابت العزل الكهربى للبلورة ثنائية المحور .

تتمثل في استخدام ما يسمى بمحور القطع الناقص لثابت العزل الكهربى . ومحور القطع الناقص هذا نصفه المعادلة

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1 \quad (٢٦ - ١١)$$

وفىها تكون  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  بمثابة ثوابت العزل الكهربى الرئيسية للمعادلة ( ٢٦ - ١٠ ) . وتكون أنصاف محاور محور القطع الناقص هي  $\sqrt{\epsilon_x}, \sqrt{\epsilon_y}, \sqrt{\epsilon_z}$  فى الشكل ( ٢٦ - ١٦ ) حيث أخذنا  $\epsilon_z < \epsilon_y < \epsilon_x$  . ويمكن الحصول من محور القطع الناقص هذا على سرعتين وكذلك الاتجاهين المناظرين لاهتزازة موجة تنتقل فى اتجاه عشوائى داخل البلورة ، كما سبل شرحه . قدم فرنل هذا الأسلوب للتمثيل أولا بدلالة نظرية الجامد - المرن للضوء . وتبعاً للنظرية الأقدم، تتوقف السرعة على المرونة وكثافة الأثير ، لذلك قد يكون محور القطع الناقص لفرنل هو « محور قطع ناقص للمرونة » أو « محور قطع ناقص للقصور الذاتى » .. وعندما استبدل هذا بواسطة محور قطع ناقص ثابت العزل ، أمكن مباشرة نقل نتائج فرنل بدلالة النظرية الكهرومغناطيسية .

افرض الآن أن أمواج الضوء العادى التى تهتز فى جميع المستويات تتحرك مارة بالنقطة O فى البلورة فى كل اتجاه وأتينا نريد تعيين أسطح الموجة المزدوجة التى سبق

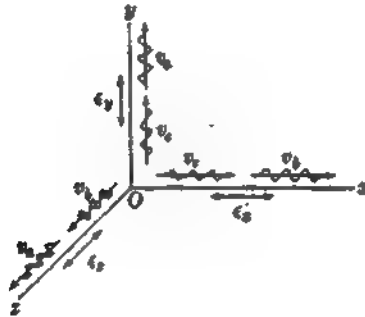
تمثيلها في الفقرات السابقة . تعطى سرعة الضوء ، في المعادلة ( ٢٣ - ١٦ ) بواسطة

$$( ١٢ - ٢٦ )$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$

حيث  $c$  السرعة الفراغ . ولهذا تكون لدينا العلاقات

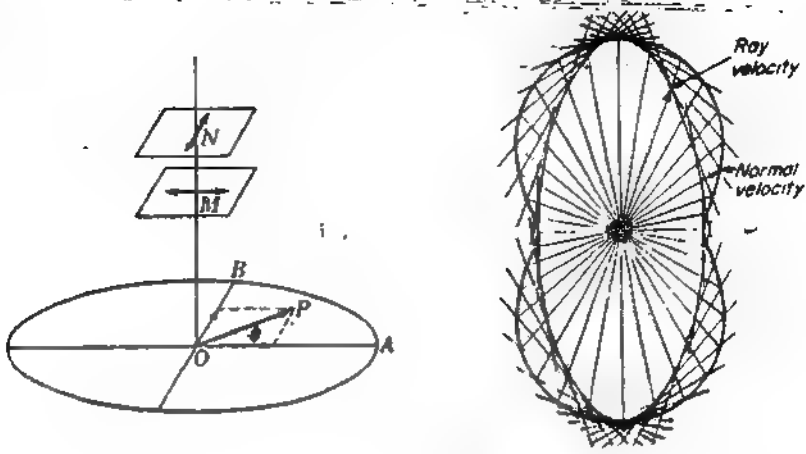
$$\begin{aligned} v_x &= \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}} & v_y &= \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}} & v_z &= \frac{c}{\sqrt{\epsilon_z}} \\ n_x &= \sqrt{\epsilon_x} & n_y &= \sqrt{\epsilon_y} & n_z &= \sqrt{\epsilon_z} \end{aligned}$$



شكل ٢٦ - ١٧ : الارتباط المتبادل بين سرعات واتجاهات الاهتزازة في الأمواج وبين اتجاهات ثوابت العزل الرئيسية الثلاثة .

حيث  $v_x > v_y > v_z$  ونمثل الآن سرعة الأمواج التي تنتقل عموديا على المحور  $x$  وإزاحاتها الكهربية موازية لـ  $x$  . ولهذا نعين سرعتها بواسطة  $\epsilon_x$  . تطبيق هذه الحالة على الاتجاهات الأخرى للاهتزازة وسرعات الانتشار على طول الاحداثيات الثلاثة يمكن بيانه بدراسة أو فحص الشكل ( ٢٦ - ١٧ ) .

ولنرى الآن كيفية تعيين السرعتين في أى اتجاه عشوائى باستخدام مندر قطع ناقص ثابت العزل الكهري . نشير أولا إلى أن السرعات على طول أى محور إحداثيات تتناسب عكسيا مع المحاورين الأعظم والأصغر للمقطع الاهليلجى للمدر عدد القطع الناقص الذى يصغه مستوى احداثيات عمودى على ذلك المحور . وبفس الطريقة ، لأى اتجاه آخر للانتشار ، نمرر مستويا بالنقطة  $O$  بحيث يكون موازيا لمستوى الموجة . وسوف يقطع هذا مندر القطع الناقص فى قطع ناقص محوره الأعظم  $OA$  ومحور الأصغر  $OB$  ، الشكل ( ٢٦ - ١٨ (أ) )



شكل ٢٦ - ١٨ : رسم سطح الموجة العادية .

تمش المستويات  $N, M$  الموازية للمستوى الأصلي الوضع السابق للأمواج لتي ننتز موازية لمحوري القطع الناقص . وإذا أخذنا في الاعتبار اهتزازة مفردة في المستوى  $AOB$  الذي يصبح زاوية  $\theta$  مع  $OA$ ، يمكننا تحليل المتجه الكهري  $OP$  إلى مركبتين  $OP \sin \theta$  و  $OP \cos \theta$  تنتقل هاتان المركبتان على طول المحورين الأعظم والأصغر بسرعتين مختلفتين . وإذا أدير الآن المستوى  $AOB$  حول  $O$  في جميع الاتجاهات الممكنة سترسم القطعتان  $N, M$  أسطح السرعة العادية ( الخطوط المتقطعة ) كما في الشكل ( ٢٦ - ١١ (ب) ) . ولكل منور قطع ناقص له ثلاثة محاور مختلفة ، يوجد مستويان فقط تكون المقاطع العرضية لها دوائر لاً . وهذين المستويين يكون  $OB, OA$  متساويين وينطبقان المستويان  $N, M$  ، الشكل ( ٢٦ - ١٨ (أ) ) . وتعطى اتجاهات العمود على هذين المقطعين العرضيين الدائريين لمدور قطع ناقص ثابت العزل المحاور الضوئية للبلورة . ويكون غلاف جميع الأمواج المستوية عند اللحظة التي تصل فيها إلى سطح السرعة العادية هو سطح الموجة الذي سبق وصفه في الفقرة ( ٢٦ - ٦ ) وهذا الغلاف الذي يعطى سطح المقطع الاهليلجي موضح في الشكل ( ٢٦ - ١٨ (ب) ) .

ويتم بالكامل تعيين الخصائص الصوتية للبلورات الانكسار المزدوج معرفة قيم معاملات الانكسار الرئيسية الثلاثة واتجاهات محوريين رئيسيين . ويمكن قياس هذه ، كما

سبق التوية . يقطع البلورة على شكل متاشير ذات اتجاهات مختلفة . ومع ذلك ، توحد هنالك طرق أكثر راحة تعتمد على ظواهر التداخل الناتجة من الفرق بين سرعتي المركبتين المستقطبتين ، وستناقش هذا في الباب التالي .

## مسائل

- ٢٦ - ١ يسقط شعاع ضوئي على سطح بللورة من الجليد عند السقوط اللمس في مستوى عمودي على المحور الضوئي . ولقد تم قطع البلورة بحيث يقع محورها موازيا للسطح . أوجد المسافة الفاصلة بالمليمتر بين الشعاعين E, O عند الوجه المقابل للبلورة التي تكون على هيئة شريحة ذات سطحين متوازيين سمكها ٤,٢ مم بغرض أن  $n_o = ١,١٣٠٩٠$  و  $n_E = ١,٣١٠٤$  لضوء الصوديوم  
الإجابة : ٠,٢٧١ مم
- ٢٦ - ٢ أوجد بالرسم الياني كيف نمياً للبلورة كالسيت طبيعة سمكة لشعاع من ضوء الصوديوم يسقط عمودياً على سطحها بحيث ينفذ من الوجه المقابل كشعاعين بينهما مسافة فاصلة طولها ٢,٥ مم . في المقطع الرئيسي للكالسيت ، افترض أن المحور الضوئي يصنع زاوية ٤٥° مع العمود .
- ٢٦ - ٣ شعاع ضوء غير مستقطب يسقط على بللورة كالسيت محورها الضوئي مواز للسطح . وكانت زاوية السقوط ٣٢° وكان مستوى السقوط منطبقاً على المقطع الرئيسي للبلورة . أوجد زوايا الانكسار للشعاعين E, O لخط الزئبق الأخضر ( أرجع إلى الجدول ٢٦ - ١ وحاشية الفقرة ٢٦ - ٣ ) .
- ٢٦ - ٤ منشور زاوية رأسه ٥٠° من كبريتات الأمونيوم  $n_o = ١,٥٢٥٠$  و  $n_E = ١,٤٧٩٠$  ، قطع المنشور بحيث كان محوره الضوئي موازيا لحافته الكاسرة . احسب (أ) زوايا الانحراف في وضع النهاية الصغرى (ب) الفرق بينهما  
الإجابة : (أ)  $\delta_o = ٣٠,٢٦^\circ$  و  $\delta_E = ٢٧,٣٧^\circ$  ، (ب) ٢٢,٨٩°
- ٢٦ - ٥ ارسم يانبا المقطعين العرضيين لسطح الموجة للرونييل ( $TiO_2$ ) الذي تصنفها المستويات (أ) الموازية للمحور الضوئي و (ب) العمودية على هذا المحور . بين اتجاهات الاهتزازات في كل رسم . (ج) هل الرونييل للبلورة موجبة أو سالبة ؟ افترض أن الضوء لخط فروغوفر F ،  $\lambda = ٤٨٦١$  أنجستروم .
- ٢٦ - ٦ تعطى الزاوية  $2\alpha$  بين المحورين الضوئيين للبلورة ثنائية المحور المعادلة ( ٢٦ - ٧ ) . قيست معاملات الانكسار الرئيسيين للبلوريتين غير معروفين فوجد أنها (أ) للأولى  $n_a = ١,٦٨٤٢$  و  $n_b = ١,٦٩٣٥$  و  $n_c = ١,٧١٢٦$  ، (ب) للأخرى

$n_a = 1,1547$  و  $n_b = 2,3282$  و  $n_c = 2,4034$  . أوجد الزاوية لكل من البلورتين وبين ما إذا كانت البلورة موجبة أو سالبة .  
الإجابة : (أ)  $35,24^\circ$  موجبة (ب)  $58,77^\circ$  سالبة

٢٦ - ٧ ارسم يانيا المقطع العرضي في مستويات الاحداثيات الثلاثة لأسطح الأمواج في البلورة كبرت ثنائية المحور . ارجع إلى الجدول ( ٢٦ - ٣ ) لمعاملات الانكسار .

٢٦ - ٨ ارسم ربع المقطع  $xz$  لسطح موجة اهليلجية للبلورة استينييت . ومن هذا الرسم ارسم سطح السرعة العادية المناظر لهذا السطح نفسه [ ارجع إلى الشكل ( ٢٦ - ١٨ ) (ب) ] بين المحور الضوئي .

٢٦ - ٩ للبلورة استينييت مقطوعة على شكل منشور زاوية رأسه  $20^\circ$  بحيث كانت حافته الكاسرة عمودية على المسوى الذي يحوى على المحور الضوئي . قيست زاوية النهاية الصغرى للانحراف لشعاع ضوء الصوديوم اهتزازاته موازية للحافة الكاسرة . والنتيجة المرفقة تبعا لمعاملات الانكسار المعطاة في الجدول ( ٢٦ - ٣ ) ؟

الإجابة :  $69,3^\circ$

٢٦ - ١٠ يصنع محور سرعة شعاع مفردة في البلورة ثنائية زاوية  $B$  مع المحور  $z$  جيب تمامها هو  $a/b$  مرة من قيمة  $\cos \alpha$  . أوجد زاوية رأس مخروط الانكسار المخروطي الداخلى في البلورة استينييت مستخدما معاملات الانكسار المعطاة في الجدول ( ٢٦ - ٣ ) .



## فصل السابع والعشرون

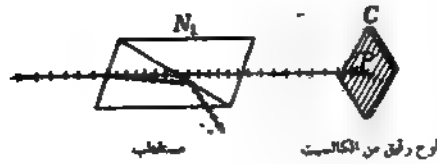
### تداخل الضوء المستقطب

أجرى أراجو عام ١٨١١ أول دراسة لتداخل الضوء المستقطب . فدراسته لضوء السماء الأزرق بواسطة بللورة كالكسيت ، لاحظ أنه عندما تعترض شريحة رقيقة من الميكاتريك الأشعة فإن شدة تلوين الشعاعين العادي وغير العادي تزداد وهذه الزيادة اللونية تحدث في معظم البللورات تقريبا ، ويرجع في معظم الحالات إلى تداخل الضوء المستقطب وفي حالات قليلة نسيباً إلى الفعالية الضوئية . وسنأخذ الآن في الاعتبار الظواهر التي ترجع إلى التداخل . ستؤجل معالجة الفعالية الضوئية إلى الباب التالي .

#### ٢٧ - ١ الضوء المستقطب استقطاباً إهليلجياً ودائرياً

افرض ضوءاً مستقطباً استقطاباً استوائياً ، من منشور نيكول ، يسقط عمودياً كما في الشكل ( ٢٧ - ١ ) على لوح رقيق من الكالكسيت  $c$  مقطوع بحيث تكون أو جهه موازية للمحور الضوئي . ويمكننا الآن كما نعين طبيعة الضوء النافذ من شريحة الكالكسيت باستخدام أشكال سطح الموجة ومبدأ هيجنز كما في الشكل ( ٢٦ - ٥ (أ) . فالضوء الذي يسقط عمودياً على سطح البللورة وتصنع اهتزازاته راوية ما مع المحور الضوئي ، ينقسم عند دخوله إلى البللورة إلى مركبتين  $O, E$  [ الشكل ( ٢٧ - ٣ ) ] . وستنتقل الموجة  $E$  التي تكون اهتزازاتها موازية للمحور الضوئي ، كما في الشكل ( ٢٧ - ٢ ) ، أسرع من الموجة  $O$  ، لكنها في نفس المسار .

ولإيجاد المسافة التي تتقدم بها اهتزازات  $E$  عن اهتزازات  $O$  خلال الزمن الذي تستغرقان في قطع سمك البللورة  $d$  ، نأخذ الفرق في المسارين الضوئيين ( الفقرة ١ - ٥ ) ثم نحول هذا إلى فرق في الطور . المسار الضوئي للشعاع  $O$  هو  $n_0 d$  فقط ، تبعاً للمعادلة ( ١ - ٩ ) ، وذلك للشعاع  $E$  هو  $n_e d$  . ولهذا يكون الفرق في المسار هو



شكل ٢٧ - ١ : ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً يسقط عمودياً على لوح رقيق من الكالسيت مقطوع موازياً للمحور الضوئي .

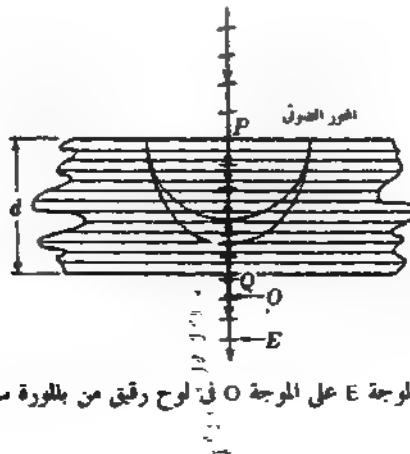
$$\Delta = d(n_o - n_e) \quad (٢٧ - ١)$$

ويعطى فرق الطور المناظر ، من المعادلة ( ١٣ - ١ ) ، بضرب  $2\pi/\lambda$  في الفرق في المسير

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) \quad (٢٧ - ٢)$$

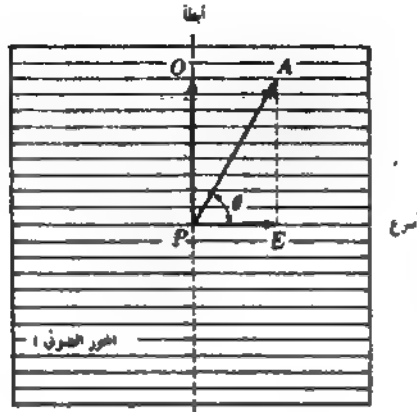
قد ترمز  $d$  أيضاً إلى المسافة التي يتطعمها الضوء في البلورة معينة ، ولذلك يزداد فرق الطور  $\delta$  بانتظام متناسباً مع هذه المسافة .

وبالنظر إلى حزمة الضوء من الاتجاه المقابل كما في الشكل ( ٢٧ - ٣ ) ، مع اعتبار أن اهتزازة الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً بواسطة المنشور الأول لنيكول  $N_1$  تصنع زاوية ما  $\theta$  مع المقطع الرئيسي عند تقابلها مع الوجه الأول للبلورة . لذلك ، إذا كانت  $A$  هي سعة هذا الضوء ، فإنها ستقسم إلى مركبتين  $O = A \sin \theta$  و  $E = A \cos \theta$  الأولى بالسرعة الأكبر  $v_e$  والأخرى بالسرعة الأبطأ  $v_o$  وبعد النفاذ من البلورة ، سيستمر الشعاعان  $E, O$  في نفس الخط المستقيم طبعاً إلا أن اهتزازات أحدهما تكون عمودية على اهتزازات الآخر .



شكل ٢٧ - ٢ : تقدم الموجة  $E$  على الموجة  $O$  في لوح رقيق من البلورة سالبة .

توجد عند أى نقطة داخل البلورة اهتزازتان متعامدتان بينهما فرق في الطور  $\delta$  . هما نفس التردد ، المساوى لتردد الضوء خارج البلورة .



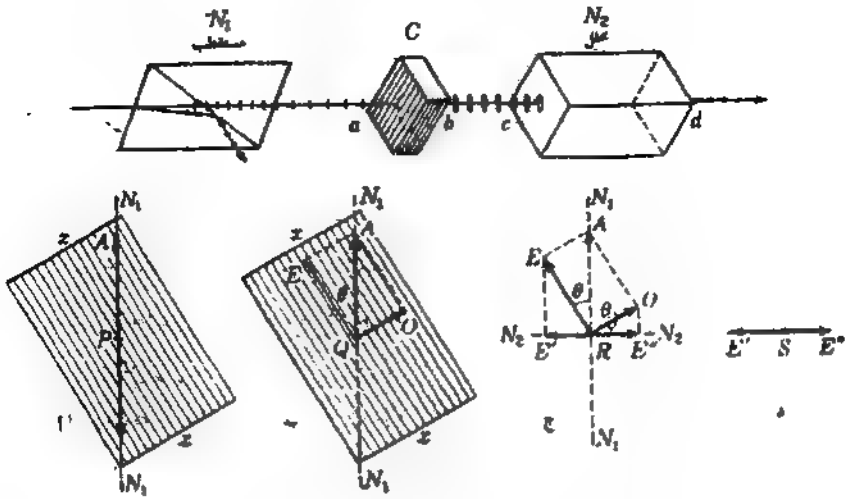
شكل ٢٧ - ٣ : تحليل الضوء المستقطب استوائيا الساقط كما في الشكل ٢٧ - ١ بواسطة البلورة .

وقد سبقت بالفعل في الفقرة ( ١٢ - ٩ ) دراسة مشكلة تركيب مثل هذه الاهتزازات ، حيث تم بيان أن الحركة المحصلة هي واحدة من الأشكال الإهليلجية المختلفة للترددات المتساوية ( الشكل ١٢ - ١١ ) . لذلك ، تكون الاهتزازات على شكل قطع ناقص أو خط مستقيم أو دائرة . وحقيقة ، مع زيادة السمك بانتظام داخل البلورة من P إلى Q ( الشكل ٢٧ - ٢ ) ، يأخذ شكل الاهتزازة كل أشكال السلسلة المتعاقبة الموضحة في الشكل ( ١٢ - ١١ ) من البداية إلى النهاية وقد تتكرر السلسلة عادة عدة مرات . ومع ذلك ، عند خروج الضوء من البلورة ترى فقط اهتزازة ذات شكل معين يتوقف على سمك اللوح وعلى الكميات الأخرى المشار إليها في المعادلة ( ٢٧ - ٢ ) ، هذا الشكل يقع داخل مستطيل جوانبه  $2A \cos \theta$  و  $2A \sin \theta$  .  
فعندما تكون  $\delta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$

نفذ الموحة الخطية الساقطة دون تغيير ، وعندما تكون  $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$  مستحول إلى اهتزازة خطية أخرى تصنع زاوية  $2\theta$  مع الاتجاه الأصلي . وعندما نأخذ  $\delta$  قيما متوسطة تكون الحركة بمثابة قطع ناقص ، يتعين شكله من قيم  $\theta$  و  $\delta$  تبعا للأسس





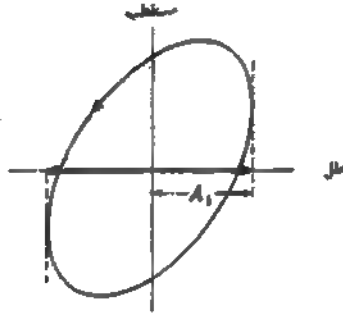


شكل ٢٧ - ٤ : نشأة المركبات المزدوجة إلى الداخل بواسطة مستقطب ومحلل متصليين (معادين) .

مقطع موازيا لمحورها الضوئي أدخلت بين المستقطبات المتعامدة كما في الشكل ( ٢٧ - ٤ ) . نتيجة ذلك الآن مرور ضوء خلال المحلل . التفسير الوحيد لهذه النتيجة أن يكون الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً الذي يدخل إلى البلورة عند  $a$  وينفذ عند  $b$  قد تحول إلى ضوء مستقطب استقطاباً اهليلجياً ، لذلك تكون له مركبة موازية لمستوى النفاذ للمحلل . وهذه نظرة سليمة وبسيطة جداً ، فالمركبة  $A_1$  الموضحة في الشكل ( ٢٧ - ٥ ) هي التي تمر خلال المحلل ، وتكون الشدة المناظرة متناسبة مع  $A_1^2$  . ومع ذلك ، يمكن لأغراض حساية محته اعتبار الظاهرة كواحدة من ظواهر التداخل بين الاهتزازات المركبتين النافذتين من اللوح ، ينفذ في المحلل جزء من كل منهما . يمثل الأشكال الأربعة السفلى من الشكل ( ٢٧ - ٤ ) المناظر الطرفية للضوء ( بالنظر من الاتجاه المقابل للضوء ) عند أربع نقط مشار إليها بالأحرف المناظرة في الشكل الموضح أعلاه . في ( أ ) تكون الاهتزازة المستوية عند وصولها إلى اللوح البللوري موضحة بسعة  $A$  تصنع زاوية  $\theta$  مع المحور الضوئي . تنقسم هذه الشععة إلى مركبتين  $E = A \cos \theta$  على طول المحور الضوئي  $O = A \sin \theta$  عمودية عليه . تنتقل إحدى هاتين المركبتين في البلورة أسرع من الأخرى وعند النفاذ تكون متقدمة في الطور عن الأخرى . وفي ( جـ ) تكون هاتان المركبتان موضحتين عند وصولهما إلى المحلل  $N_2$  ،

- حيث تكون اهتزازات  $E$  هي فقط الموازية إلى المقطع الرئيسي له  $N_2N_3$  ويسمح لها بالنفاذ . بعبارة أخرى ، تنفذ المركبتان  $E''$  و  $E'$  وهما تهتزان الآن في نفس المستوى . ولهما المقدير

$$E' = E \sin \theta = A \cos \theta \sin \theta \quad ( ٢٧ - ٣ )$$



- شكل ٢٧ - ٥ : مركبة الضوء المستقطب استقطابا اهليجيا النافذ في اللوح البلوري كما في الشكل ( ٢٧ - ٤ ) ثم بواسطة محلل متعامد مع المستقطب .

$$E'' = E \cos \theta = A \sin \theta \cos \theta \quad ( ٢٧ - ٤ )$$

وتوضح هذه النتيجة بوضوح النظر عن قيمة الزاوية  $\theta$  أن المركبتين  $E'$  و  $E''$  النافذتين من المحلل متساويتان مقدارا عندما يكون المستقطبان متعامدين .

هاتان المركبتان تهتزان الآن في نفس المستوى وبينهما في نفس فرق الطور الذي تعطيه المعادلة ( ٢٧ - ٢ ) . وتتداخل المركبتان تداخلا هداميا عندما يكون سمك اللوح بحيث يجعل  $\delta = \text{صفر}, 2\pi, 4\pi, \dots$  ( لاحظ أنه في حالة انعدام السمك  $\delta = \text{صفر}$  وانعدام فرق الطور  $\delta = \text{صفر}$  ، تكون المركبتان  $E'$  و  $E''$  متضادتين اتجاهها لذلك تُلغى إحداها ( الأخرى ) . و مستمر من المحلل محصلة الاهتزازتين لجميع زوايا فروق الطور الأخرى . ولإيجاد سعة وشدة هذا الضوء النافذ تتراكب المركبتان كما في الشكل ( ١٢ - ١ ) . وسيم استنتاج المعادلات المعبرة عن هذه الكميات في الفقرة ( ٢٧ - ٦ ) .

تنبغي الإشارة إلى أن التداخل الهدمي لا ينشأ أمام المحلل . وإنما فقط بعد أن تصل

المركبتان إلى نفس المستوى الذى يحدث عنده التداخل . هذا المبدأ يعبر عنه على أحسن وجه قانون فرنل - أراجو ، وأعظم نتائجه ما يلي :

- (١) أى شعاعين مستقيمين متعامدين لا يتداخلان
- (٢) أى شعاعين مستقيمين متعامدين ( تم الحصول عليهما من نفس حزمة ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً ) سيتداخلان بنفس الكيفية كما فى الضوء العادى فقط عند وصولهما إلى نفس المستوى .

## ٢٧ - ٤ معادل باينيت.

يكون من المفيد كثير عند دراسة الظواهر الضوئية استخدام لوح بللورى متغير السمك فى إنتاج وتحليل الضوء المستقطب استقطاباً اهليجياً . ومثل هذا اللوح ، بأوجهه المقطوعة موازية للمحور الضوئى ، تم صنعه أولاً على يد باينيت وسمى معادل باينيت . ويتركب كما فى الشكل ( ٢٧ - أ ) من منشورين رقيقين من الكوارتز . محاورهما الضوئية موازية وعمودية على الحافتين الكاسرتين على الترتيب . إذ سقط عمودياً على المكافئ ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً مسنوي اهتزازاته يصنع زاوية ما  $\theta$  مع المحور الضوئى ، سينقسم إلى مركبتين . المركبة  $E$  ، الموازية للمحور الضوئى فى البلورة الأولى ، تنتقل بسرعة أبطأ ( نظراً لأن المكافئ مصنوع من الكوارتز ) عن المركبة  $O$  حتى وصولهما إلى البلورة الثانية . وعند هذه النقطة تصبح الاهتزازة  $E$  بمشابة الاهتزازة  $O$  نظر لأنها الآن عمودية على المحور . وعند نفس النقطة تصبح الاهتزازة  $O$  القادمة من البلورة الأولى بمشابة الاهتزازة  $E$  فى الثانية . بفجارة أخرى تستبدل الاهتزازتان سرعتيهما بالمرور من أحد المنشورين إلى الآخر . والنتيجة أن يعمل أحد المنشورين على ملاحظة عمل الآخر . فعلى امتداد المركز عند  $C$  حيث ينساوى المساران يكون الثلاثى تاماً ؛ نفس تأثير لوح منعكس السمك . وعلى كل جانب من  $C$  ستكون

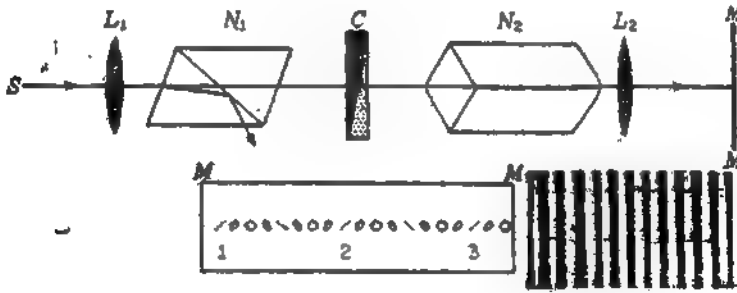


شكل ٢٧ : أ (ب) معادل باينيت (ب) معادل سويل

٢٧- إحدى الاهتزازات متخلفة عن الأخرى أو متقدمة عليها بسبب اختلاف أطوال المسارات. ولهذا يكون التأثير مماثلاً لتأثير لوح منعك السمك على طول الخط المار بالمركز ومختلفاً اختلافاً خطياً على جانبي هذا الخط .

والعيب الرئيسى لمعادل باينيت هو أن ألواحاً محدود السمك أو تخلفاً محدوداً مرغوباً فيه يكون مقصوراً على منطقة ضيقة على طول اللوح الموازى للحواف المكسرة للمناشير . وثمة تعديل يسمح بجعل السمك قابلاً للتغير يجعل له نفس القيمة في محل كبير يتركب من منشورين رقيقين مقطوعين ومثبتين معاً يحاورهما الضوئية كما في الشغل (٢٧ - ٦ (ب) . يتغير السمك الفعال بواسطة مسمار محوى عيارى يعمل على انزلاق المنشور العلوى فوق الآخر . ويجعل زاويتي رأس المنشورين صغيرتين جداً يمكن بالضبط الدقيق إلى  $1/4$  أو  $1/2$  عمل لوح ربع موجى أو لوح نصف موجى لأى لون من ألوان الضوء . ويعرف هذا باسم معادل سوليل .

وتوضح خواص معادل باينيت بالتجربة الآتية . يستقطب الضوء الصادر من مصباح قوس الكربون بواسطة منشور نيكول  $N_1$  كما في الشكل (٢٧ - ٧ (أ) . يربأ



شكل ٢٧ - ٦ . الاستقطاب وأشرطة الضوء الناتجة من مكافئ باينيت بين منشوري نيكول متعامدين

المكافئ C ليضع  $٥٤٥^\circ$  مع  $N_1$  ، تتكون صورتها على بالحائل MM بواسطة العدسة  $L_2$  . وتبعاً لتغير السمك الفعال على طول المكافئ ، سيكون الضوء على الحائل ( باستبعاد  $N_2$  ) مستقطباً كما في الشكل (٢٧ - ٧ (ب) ( ارجع أيضاً إلى الفقرة (٢٧ - ١ ) والشكل (١٢ - ١١) إذا وضع منشور نيكول آخر وهىء ليتعامد على إحدى مناطق الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً ، أى تلك المرقمة بالأرقام ١ ، ٢ ، ٣ في الشكل ،

فلس يمر ضوء عند هذه النقطة . ولهذا تتكون على الحائل مجموعة من الأشرطة المعنمة المتوارية تفصل بينها مسافات متساوية . وفي حالة الضوء الأبيض تكون الأشرطة ملونة وتبدو مثل هذب الشق المزدوج ليونج إلا أن مركزها معتم . ويمكن بطبيعة الحال استخدام مجموعات من الشرائح الزجاجية المثبتة في أنابيب أو شرائح البولارويد بدلا من منشور نيكول  $N_2, N_1$  .

## ٢٧ - ٥ تحليل الضوء المستقطب

إذا كان لدينا حزمة ضوئية مستقطبة تماما استقطابا خطيا أو إهليلجيا أو دائريا ، فإنها لا تبدو للعين مختلفة عن الضوء العادي غير المستقطب . ومع ذلك ، يمكن باستخدام إحدى الوسائل الإضافية البسيطة تعيين خاصية وشكل اهتزازاتها بسهولة . ولهذا الغرض تستخدم محلل على شكل منشور نيكول أو شريحة بولارويد مقترنا إما بلوح ربع موجي أو أى مكافئ . ويكون اللوح الربع الموجي وافيا بالغرض في حالات كثيرة ، ويفضل استخدام المكافئ عندما يكون المطلوب إجراء قياسات دقيقة للاستقطاب الإهليلجي .

ولتوضيح استخدام اللوح الربع الموجي ، افرض أنه وضع مثلا في طريق حزمة من ضوء مستقطب استقطاباً دائريا . وبغض النظر عن اتجاه المحور الضوئي تكون الاهتزازة الدائرية مكافئة لاهتزازتين خطيتين متعامدتين إحداها على الأخرى ( بالتبادل ) على طول المحورين البطيء والسريع ، وبينهما فرق في الطور قدره  $90^\circ$  . وبالنفاذ من اللوح يكون للحركتين نفس الطور وبترابطهما يتكون ضوء مستقطب استقطابا استوائيا يهتز بزواوية  $45^\circ$  مع محاور اللوح . ويتوقف مستوى الضوء النافذ على اتجاه دوران الضوء الساقط المستقطب استقطاباً دائريا . ويمكن ملاحظة أى من حالته الممكنة تماما بواسطة المحلل . وإذا كان الضوء المراد دراسته مستقطبا استقطاباً إهليلجيا ، فيتحول إلى ضوء مستقطب استقطاباً استوائيا فقط عندما ينطبق المحور السريع للوح الربع الموجي مع أى من المحورين الأعظم أو الأصغر للقطع الناقص . النسبة بين هذين المحورين يمكن عندئذ إيجادها كظل الزاوية التي يصنعها مستوى نفاذ المحلل مع المحور السريع عند الوصول إلى الحالة التي تعدم فيها شدة الضوء النافذ .

يمكن إيجاد نفس المعلومات بدقة أكبر بواسطة مكافئ باينيت الذي يتميز بميزة أخرى وهي قابليته للاستخدام عند أى طول موجي . قد رأينا عندما يكون الضوء الساقط مستقطبا استقطاباً استوائيا في مستو يصنع زاوية  $45^\circ$  مع المقطع الرئيسي لأحد

المشورين الرقيقين أن الهدبة المتكوّنة عند المركز تكون هدبة مظلمة . وإذا استخدم ضوء آخر وارتجت الهدبة المظلمة عن هذا الموضع ، فإن فرقا في الطور بين مركبتيه المتعامدتين يجب أن يوجد ، وهذا يعنى أنه مستقطب استقطابا اهليلجيا . ونظرا لأن فرقا في الطور مقداره  $2\pi$  يناظر هدبة واحدة كاملة ، فإنه يمكن إيجاد الفرق الفعل في الطور من جزء الهدبة المزاح . أحررت القياسات مع انزلاق أحد المشورين فوق الآخر حتى تعود الهدبة المظلمة إلى المركز ، وبهذا يحدث تكافؤ للفرق في الطور . ولزيد من التفاصيل عن استخدامات المكافئ ، يمكن للقارئ الرجوع إلى حد المراجع المتقدمة\*

وعندما لا يكون الضوء المستقطب استقطابا تاما وإنما يحتوى على خليط من ضوء غير مستقطب ، يظل متاحا تعيين خصائصه تماما باستخدام لوح ربع موجى ومحلل بنفس الطريقة النظامية المشار إليها في الجدول ( ٢٧ - ١ ) . إذ تم أولا دراسة الضوء بالتحلل فقط . فإذا لم يحدث تغير في شدة الضوء النافذ نتيجة لدورانه ، تتبع طريقة العمل الموضحة في الجزء (أ) من الجدول . وإذا وجد بعض التعر في الشدة ، تتبع طريقة عمل الجزء (ب) . وتمثل الأنواع السبعة للضوء التي يمكن تمييزها بهذه الطريقة كل حالات الاستقطاب الممكنة . ويمكن بيان أن بعض المخاليط الضوئية المركبة الأخرى تكفى واحدا أو آخر من تلك الأنواع السبعة .

ولتحديد حالة الاستقطاب لحزمة ضوئية كليا ، يكفي تماما أربعة أعداد "معاملات استوكس" هذه يمكن تعيينها بإجراء أربعة قياسات مناسبة . يتضمن أحدها الشدة الكلية ويتطلب الآخر أحد وسائل تغيير الطور كلوح ربع موجى مقترنا محلل . والآخران يمكن عملهما بالتحلل فقط .

## ٢٧ - ٦ التداخل بواسطة الضوء الأبيض

يلاحظ ، بالرجوع إلى المعادلة ( ٢٧ - ٢ ) ، أن الفرق في الطورين الشعاعين O.E يتوقف على الطول الموجى وعلى سمك اللوح . وكما هو الحال في حالة الفرق بين معامل الانكسار الرئيسيين ،  $(n_o - n_E)$  تبين القيم المعطاة في الجدول ( ٢٦ - ١ ) وجود تعبر صئيل خلال منطقة الضوء المرئي . عندما يزداد سمك اللوح البلورى يزداد الفرق في الطور بين شعاعى الضوء البنفسجى  $2, E, O$  = ٤٠٠٠ أنجستروم إلى ضعف فرق الطور

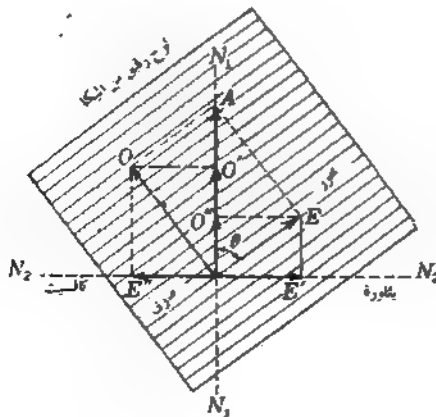
\* M. Born, "Optik," p. 244, J. Springer, Berlin, 1933.

نمة تلخيص لاستخدامات معاملات ستوكس وتطبيقاتها على الفوتونات والجسيمات الأولية ممدوم في

W. H. McMaster, Am. J. Phys., 22: 351 (1954)

الناظر للضوء الأحمر ،  $\lambda = 6500$  أنجستروم ، نظر لأن  $\lambda$  توحد في المقام في المعادلة المتعلقة  $\delta$  . وتؤدي هذه الحقيقة إلى وفرة الألوان التي يمكن مشاهدتها في شرائح الميكا والكوارتز والكالسيت الرقيقة . إلى آخر ، المقطوعة موازية للمحور الصوتي والموصوعة بين منشوري بيكول متعامدين . ويرجع سبب اللون إلى أن جزءاً أو أكثر من الطيف المرئي المستمر يتم إيقافه بواسطة منشور نيكول الثاني .

افرض أن صفيحة رقيقة من الميكا تحدث تغيراً في الطور لضوء الأصفر قدره  $2\pi$  راديان (الزاوية نصف قطرية) ، أى لوح موجى كامل يتم إدخاله بين منشوري نيكول متعامدين بحيث يصنع معهما زاوية  $45^\circ$  . تعانى الأطوال الموجية للبرتقال والأحمر تغيراً في الطور أقل من  $2\pi$  بينما تعانى الأطوال الموجية للأحضر والأزرق والبنفسجى تغيراً في الطور أكبر من  $2\pi$  . ولهذا ، تمر خلال المنشور الثاني لنيكول مركبات جميع الألوان فيما عدا اللون الأصفر . ومع غياب اللون الأصفر ، تكون محصلة الألوان خليطاً من الأحمر والبرتقال والأحضر والأزرق والبنفسجى مؤدية إلى تدرج في اللون الأرجواني . وإذا تم استبدال منشور نيكول المحلل في التجربة السابقة على شريحة الميكا بواسطة بللورة سميكة من الكالسيت الطبيعي ، يمكن للمرء أن يحصل على الاهتزازات العادية  $O$  و  $S$  وكذلك الحال بالنسبة للاهتزازات غير العادية [ الشكل ( ٢٧ - ٨ ) ] ولكن في مواضع مختلفة . تكون الحزمة  $O$  أيضاً ملونة ومتامة مع الحزمة  $E$  التي تحتوى على المركبتين  $E'$  و  $E''$  . بتراكب هاتين الحزمتين نعطيان ضوءاً أبيض ، نظراً لأن ما يختص من إحدى الحزمتين يكون موجوداً في الأخرى . وسيؤدي



شكل ٢٧ - ٨ : مركبات الضوء المستقطب اسقاطاً استوائياً الباقدة خلال لوح له خاصية الانكسار المزدوج وخلال بللورة محللة . يوضح الخطان  $N_1$  و  $N_2$  اتجاهات اهتزازات  $E$  و  $O$  في الكالسيت

## جدول ٣٧ - ٦: تحليل الضوء المستقطب

(أ) لا يحدث تغير في الشدة بواسطة الفلتر وحده			
١ - مع وجود لوح ريج موجي أمام الفلتر		٢ - مع وجود لوح ريج موجي أمام الفلتر ووجود نهاية عظمى للشدة ، وعندئذ	
١ - لا يحدث تغير في الشدة	٢ - عدم الشدة في وضع معين	٣ - عدم وجود موضع لعدم فيه الشدة	
الضوء طبيعي غير مستقطب	الضوء مستقطب استقطابا دائريا	خطوط الضوء مستقطب استقطابا دائريا وجزء غير مستقطب	
(ب) تغير الشدة بواسطة الفلتر وحده			
١ - وجود موضع واحد للتحلل		٢ - لا يوجد موضع لعدم فيه الشدة	
١ - عدم فيه الشدة		٢ - إدخال لوح ريج موجي أمام الفلتر يحوّل الضوء مواز لوجه النهاية العظمى للشدة	
(أ) إذا تمت الشدة بواسطة الفلتر		(ب) لا لعدم الشدة	
		(١) إذا ضوئ الفلتر عند ٤٥° سبق ليطي النهاية العظمى للشدة	(٢) إذا ضوئ الفلتر عند ٤٥° سبق ليطي النهاية العظمى للشدة
الضوء مستقطب استقطابا استوائيا	الضوء مستقطب استقطابا استوائيا	الضوء خطي من ضوء مستقطب استقطابا استوائيا	الضوء خطي من ضوء استقطابا استوائيا

أى تغير بسيط في سمك شريحة الميكا زيادة أو نقصا إلى تغير الطول الموجي أو لون الضوء المتداخل تداخل هدميا ثم تغير لون الحزمة الضوئية النافذة .

وليان أن هذين اللونين متامان ، يجب بيان أن مجموع الحزمتين يعطى الشدة الأصوية  $A^2$  . للحزمة  $E$  ينبغى أن تتحد المركبتان  $E'$  و  $E''$  مع ما بينهما من فرق حقيقي في زاوية الطور .

$$\begin{aligned}
 A_1^2 &= E'^2 + E''^2 + 2E'E'' \cos(\delta + \pi) \\
 &= (A \sin \theta \cos \theta)^2 + (A \sin \theta \cos \theta)^2 + 2A^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos(\delta + \pi) \\
 &= 2A^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta (1 - \cos \delta) \\
 &= 4A^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \frac{\delta}{2}
 \end{aligned}$$

حيث  $\delta$  الفرق في الطور المعطى بالمعادلة (٢٧ - ٢) مع إضافة  $\pi$  نظراً لأن  $E''$  و  $E'$  متضادتان اتجاههما عندما يكون سمك اللوح  $d = 0$  (الشكل ٢٧ - ٨) . وبالمثل ، بالنسبة للحزمة  $O$  فينبغي أن تتراكب المركبتان  $O'$  و  $O''$

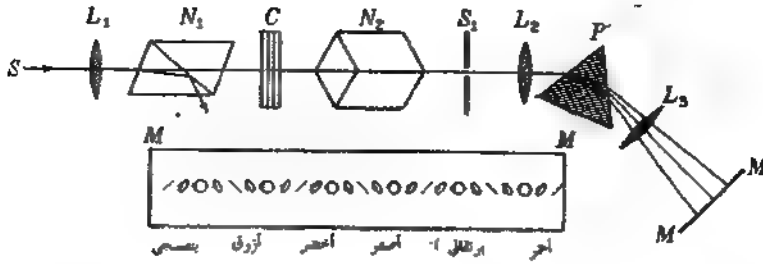
$$\begin{aligned} A_2^2 &= O'^2 + O''^2 + 2O'O'' \cos \delta \\ &= (A \cos^2 \theta)^2 + (A \sin^2 \theta)^2 + 2A^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos \delta \\ &= A^2 \left[ \sin^4 \theta + \cos^4 \theta + 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left( 1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \right] \\ &= A^2 \left[ (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta)^2 - 4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \frac{\delta}{2} \right] \\ &= A^2 - 4A^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \frac{\delta}{2} \end{aligned}$$

وعند جمعها معا ، تنتج الشدة الأصلية ، حيث أن :

$$A_1^2 + A_2^2 = A^2$$

إذا أدخل لوح سمكه عدة أمثال سمك اللوح الذي سبق وصفه بين منشوري نيكول متعامدين ستختفى من الضوء النافذ عدة أشرطة ضيقة وذلك بسبب التغير السريع في  $\delta$  مع تغير الطول الموجي . ويمكن بيان هذا تجريبياً باستخدام لوح بللورى مقطوع موازياً للمحور كما يلي . يوضع لوح من الكالسيت سمكه من ٠,٠١ إلى ٠,٠٣ مم أو لوح من الكوارتز سمكه من ٠,٢ إلى ١ مم في مسار حزمة ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً ، يوضع خلف مطياض بمنشور كما في الشكل (٢٧ - ٩) . إذا هيء اللوح البللورى ليصنع زاوية  $\theta = ٥٤٥^\circ$  ، يصبح هذا الضوء مستقطباً بالكمية الموضحة ببيانها في الشكل . ولاختبار حالة هذا الاستقطاب ، يتم إدخال منشور نيكول آخر بين  $S_1, C$  . عندما يتعامد مع المستقطب تتغير الشدة تغيراً جلياً خلال الطيف مع انعدامها عند تلك الأطوال الموجية التي يكون عندها الضوء النافذ من  $C$  مستقطباً استقطاباً استوائياً التي تكون اهتزازاته عمودية على مستوى النفاذ للمنشور الثاني . وكلما ازداد اللوح سمكا كلما ازداد عدد الأشرطة المظلمة في الطيف .

ومع استخدام ألواح سمكة ، سيبدو الضوء بعد اتحاده أيضاً ، نظراً لأن العدد الكير من الأشرطة المظلمة الضيقة المستبعدة من الطيف تؤثر فقط على العين عندما تختص الشدة . وإذا استخدم مكافئ سوليل بدلا من لوح ثابت كما في التجربة السابقة ، يمكن إدخال أى عدد من الهدب المظلمة خلال الطيف . وسيسبب أى تغير بطني في السمك



شكل ٢٧ - ٩ : التفاعل بالضوء الأبيض الناتج من وضع لوح بللوري بين مستقطبات متعامدة

حركة الأشربة جانباً عبر الطيف وفي نفس الوقت زيادة أو نقصان العدد بطيء .

## ٢٧ - ٧ مرشح ضوء مستقطب أحادي اللون

استخدم ليويت\* بكيفية بارعة الأشربة المظلمة الناتجة في الطيف والموضحة أعلاه في بناء « مرشح ضوئي » يسمح بنفاذ واحد أو أكثر من أشربة الطول الموجي الضيقة . فمن المعروف أن المسافة الفاصلة بين الأشربة الناتجة في الطيف ببلورة واحدة تتناسب عكسياً مع سمك البلورة . لذلك إذا استخدم المرء ببلورة سميكة متبوعة بأخرى سمكها نصف سمك الأولى ، تكون النتيجة أن كل نهاية عظمى من البلورة السميكة تظمس بسبب انطباقها مع النهاية الصغرى للبلورة الأقل سمكاً . تبقى ببلورة أخرى سمكها  $\frac{1}{2}$  سمك البلورة الأولى ، وتعمل هذه على نحو أى نهاية عظمى أخرى قد تنفذ خلال البلورين الأولى والثانية . لهذا يتضح أنه بوضع عدد من ألواح الكوارتز على التوالي بحيث يختلف سمكها في متسلسلة هندسية ١ : ٢ : ٤ : ٨ ، يكون من الممكن عزل عدد قليل جداً من أشربة الأطوال الموجية الضيقة . وعدنئذ يتم إيقاف كل مالميس مرغوباً فيه بواسطة المرشح اللوني العادي .

استخدم ليويت في أحد مرشحات الاستقطاب ٦ ألواح من الكوارتز يختلف سمكها من ٢,٢٢١ إلى ٧١,٠٨٠ مم مع غشاء من البولارويد بين كل زوج . تكون المحاور الضوئية لجميع هذه الألواح عمودية على الحزمة الضوئية وموازية لبعضها البعض في حين

\* B. Lyot, C. R., 197:1593 (1933).

أن البولارويد تبيل بزوايا  $45^\circ$  على المحاور الضوئية . يسمح هذا المرشح بنفاذ ٣ أشريطاً ضيقاً عرض كل منها ٢ أنجستروم فقط . وتكون المرشحات من هذا النوع مفيدة جداً للفلكيين نظراً لأنها تسمح بدراسة الحالة السمية والشواظ الشمسي دون الحاجة إلى الكسوف الكلي . ويمكن إزاحة الطول الموجي للأشرطة النافذة إلى أى قيمة مطلوبة بتغيير درجة حرارة المرشح ، إذ أن تمدد الألواح بسبب نقصا في معاملات الانكسار مع إرتفاع درجة الحرارة .



شكل ٢٧ - ١٠ : الفلتر الضوء مروى في عمود من البلاستيك يحمل عند نقطتين ( بصريح من R.W. Clough, Jr ) .

## ٢٧ - ٨ تطبيقات التداخل في الضوء المتوازي

عندما يكون مصدر الضوء قويا للدرجة كافية ، يمكن اكتشاف بعض كميات صغيرة جدا من الانكسار المزدوج بتخزين الضوء عند وضع العينة بين المستقطبين المتعامدين . فإذا تعرضت مادة شفافة أموتروية كالزجاج إلى اجهاد ميكانيكي نكتسب خاصيتين انكسار مزدوج ضعيفة يكون محورهما الضوئي الفعال في اتجاه الاجهاد . ويختبر نافخوا الزجاج شعلهم التباين بواسطة مكشاف الاستقطاب ( البولاريسكوب ) بتعرضه لمعالجة حرارية مناسبة . ويصنع المهندسون نماذج للانشاءات من بلاستيك شفاف بهدف دراسة توزيع الاجهادات عند استخدام حمل ما . يتم اكتشاف الاجهادات بواسطة توزيع عند وضع النموذج بين غشائي بولارويد متعامدين . وكمثال بسيط ، يوضح الشكل ( ٢٧ - ١٠ ) هدب التداخل الناتجة عن عارضة مستطيلة عندما تتعرض لاجهاد عند نقطتين بواسطة اسطوانتين صغيرتين . ويعد مجال الضوء مروى بجلاء أحد

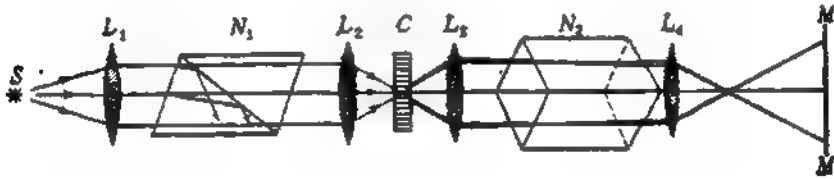
المحالات العملية عظيمة الأهمية\* . . . . .

وثمة مواد شفافة مألوفة مثل شعيرات الحرير ، والشعر الأبيض وقشر السمك . . إلى آخره ، ذات خواص غير أيسوتروبية صغيرة يمكن كشفها باختبارها بواسطة الضوء المستقطب . ومثل هذه المواد يكون ملونا غالبا بدرجة عالية عند النظر إليه خلال مكشاف لاستقطاب . ولقد طوعت هذه الحقيقة في دراسة نمو التركيب البلوري الدقيق ، إذ يؤدي اللون إلى تباين واضح يسمح بمشاهدات سريعة للبلورات الشفافة العادية .

وردت هذه التطبيقات كأثلة للاستخدامات العملية لتداخل الضوء المستقطب . وستناقش حالة ثانية في الفقرة التالية وتؤجل الأخرى إلى الباب ٣٢ .

## ٢٧ - ٩ التداخل في الضوء الشديد التجمع

أخذنا في الاعتبار فقط حتى هذه النقطة من مناقشتنا لتداخل الضوء المستقطب البللورات أحادية المحور في الحزم الضوئية المتوازية . ولقد عرضنا في الفقرة ( ٢٧ - ٩ ) لوصف حالات التداخل التي يمكن فيها تغيير سمك البلورة باستمرار ، ولهذا يتغير فرق الطور بين الشعاعين E, O بالقليل المطلوب .



شكل ٢٧ - ١١ . جهاز اسقاط الحلقات والأشكال القرصية التي يتم الحصول عليها بدخول ضوء مستقطب متجمع بشدة في مواد لها خاصية الانكسار المزدوج .

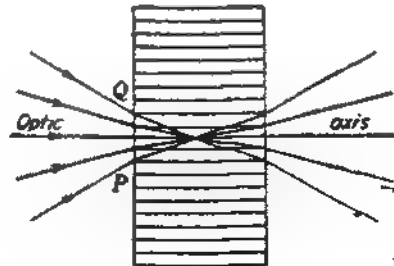
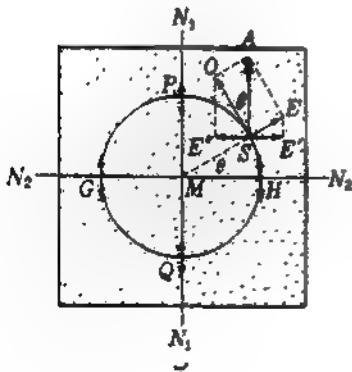
وثمة تبيحة مماثلة يمكن التوصل إليها ، بإرسال ضوء بزوايا مختلفة خلال لوح سمك منتظم . يقطع في هذه الحالة عادة لوح متوازي السطحين مع مراعاة أن يكون وجهاه عموديين على المحور الضوئي . ويتم تجريبيا إدخال مثل هذا اللوح بين مستقطب ومحلل

\* يوحّد الوصف الكامل للطرق المستخدمة في

متعامدين كما في الشكل ( ٢٧ - ١١ ) . يحول ضوء متوازي إلى ضوء شديد التجمع بواسطة عدسة أو أكثر بعدها البؤري صغير عند  $L_2$  . وبعد بقائه من البلورة  $C$  يحول الضوء إلى ضوء متوازي من جديد بعدسة مماثلة  $L_3$  . وتعمل العدسة  $L_4$  حيف محلل  $N_2$  على تركيز الأشعة المتوازية التي تترك  $C$  على حائل  $MM$  ، ولهذا تصور هذه العدسة المستوى البؤري الثانوي للعدسة  $L_3$  على  $MM$  .

والشكل التفصيل للضوء المتجمع المار خلال البلورة أحادية المحور موضح في الشكل ( ٢٧ - ١٢ أ ) الشعاع المركزي الموازي للمحور الضوئي لا يعاني أى تغير في الطور لأن مركبته  $E, O$  تنتقل بنفس السرعة وبالتالي لا يوجد فرق بينهما . والأشعة الأخرى مثل  $Q, P$  تقطع في البلورة مسافة أطول وتميل على المحور الضوئي بزاوية ما ، لهذا يكون لها انكسار مزدوج . ونظرا لأنها تنتقل بسرعات مختلفة سيوجد بين الشعاعين  $E, O$  فرق في الطور يزداد بزيادة زاوية السقوط . وبالرجوع إلى المنظر الطرقي في الشكل ( ٢٧ - ١٢ ب ) ، نجد أن جميع الأشعة التي تدخل البلورة عند النقط  $G, Q, H, P$  على الدائرة تمر خلال نفس السمك للبلورة ، ويكون لها نفس فرق الطور بالنفاذ ، ويمثل الخط الرأسى  $N_1$  مستوى اهتزازة الضوء الساقط من منشور نيكول الأول ويمثل  $N_2$  مستوى اهتزازة الضوء النافذ من الثانى .

افترض الآن إحدى النقط على الدائرة في الشكل ( ٢٧ - ١٢ ب ) ولتكن النقطة  $S$  حيث لا يكون الضوء عموديا على سطح البلورة . سينقسم هذا الضوء إلى مركبتين  $E, O$  . ونظر لأن مستوى السقوط يحتوى على المحور الضوئي ، تقع الأشعة المنكسرة في



شكل ٢٧ - ١٢ . تحليل مركبتي  $E, O$  بالنسبة للتداخل الناشئ عن الضوء المستقطب شديد التجمع في مواد لها خاصية الانكسار المزدوج .

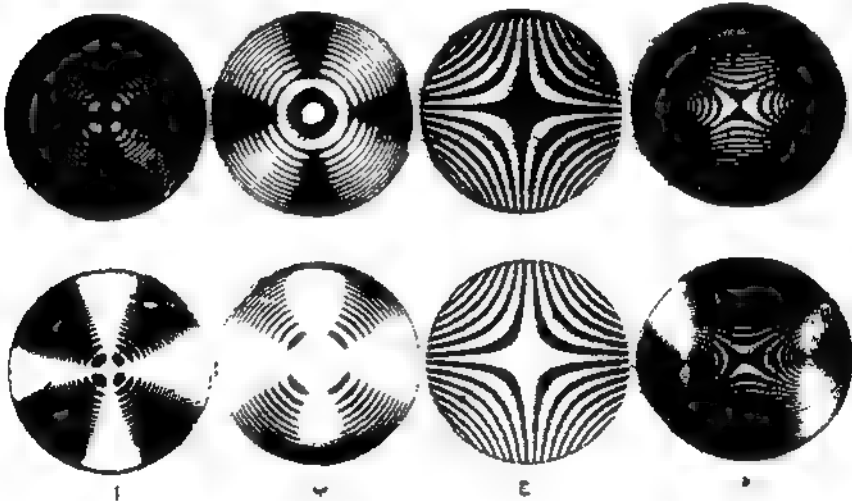
هذا المستوى أيضاً . وتقع اهتزازات  $E$  وسعتها  $A \sin \theta$  في مستوى السقوط ، واهتزازات  $O$  وسعتها  $A \cos \theta$  عمودية عليه كما في الشكل . بوضوحها إلى منشور نيكول الثاني  $N_2$  ستمر المركبتان من  $E^*$ ،  $E^*$  اللتان تتداخلان هدمياً أو تتوقفان من ناحية أخرى على علاقات الطور النافذة . ومهما كانت العلاقات الطورية للنقطة  $S$  ، فإنها ستكون متماثلة لجميع النقاط على نفس الدائرة . ولنقط على دائرة أخرى سيختلف الطور . وإذا كان سمك اللوح عدة ملليمترات ، سيوجد عدد من الدوائر المظلمة المتحدة المركز المنتظمة البعد ، حيث يكون الفرق في الطور مضاعفات  $2\pi$  ، ولهذا ينتج تداخل هدمي . ولهذا يؤدي الضوء النافذ إلى حلقات تداخل كالموضحة في الشكل ( ٢٧ - ١٣ أ ) . وعند استخدام ضوء أبيض تكون هذه الهدب ملونة بدرجة عالية بسبب اختلاف الأطوال الموجية الموجودة .

ويمكن تفسير الظلمة المتعامدة الظاهرة في هذه المجموعات والتي ترجع عادة إلى ما يسمى بأشكال فرجونية باستخدام الشكل ( ٢٧ - ٢ ب ) ثانية . عندما تقرب النقطة  $S$  من  $G$  أو  $H$  تتلاشي المركبتان  $E^*$ ،  $E^*$  . وعند هذه النقطة تقطع الاهتزازات للبلورة كاهتزازات  $O$  نقية : ولهذا لا تعاني أى تغير ويتم إنتاجها بواسطة التداخل . وبالمثل ، يسمح للضوء الساقط عند  $P, Q$  بالنفاذ على هيئة اهتزازات  $E$  ولذلك تكون الشدة على طول الاتجاهين  $N_2, N_1$  المتناظرين لمستوى منشوري نيكول تسليط الصفر . وتزداد الشدة بانتظام على كل هدية مضئ حتى تصل إلى نهاية عظمى عند  $٤٥^\circ$  بالنسبة لهذين الاتجاهين .

وإذا كان المنشور الثاني موازياً للأول ، تصبح مجموعة التداخل متتامة تماماً من جميع الأوجه إلى تلك التي تم وصفها . هذه المجموعة موضحة في الجزء الأسفل ( أ ) من الشكل ( ٢٧ - ١٣ ) يرى المرء أن هذا يكون صحيحاً بتذكر أن الضوء الذي يوقفه منشور نيكول المتعامد سير في المنشور الموازي والعكس بالعكس .

ومن الممكن التخلص من الأشكال الفرجونية بإدخال ألواح ربع موجية على الفور قبل للورة وبعبءا . إذ يكون الضوء المار من الأخير عندئذ مستقطباً استقطاباً دائرياً ، وبطرا لعدم وجود اتجاه مفضل لن توجد الأشكال الفرجونية . وما يسمى بمشهد الهدبة الصوتية يتم عمله بهذه الطريقة ، باستخدام أغشية البولارويد كمستقطبات . بالظر خلال مثل هذه التركيبية يرى المرء هدب تداخل الضوء الأبيض ، يكون مركزها عند بداية العمود على البقعة الدائرية تماماً . ولهذا يمكن استخدامها كمشهد بندقية يتميز بدقة عالية ومناسبة .

في هذه الحالة ، حيث تقطع البلورة موازية للمحور الضوئي وليست عمودية عليه ، تتحول الهدب إلى قطوع زائدية بدلا من النوائر . ويوضح الجزء (ج) من الشكل هذا من هذا النوع . ونظرا لأن الفرق في الطور عند أى نقطة في المجال لا يكون صغيرا ، لا يمكن في هذه الحالة استخدام الضوء الأبيض في مشاهدة هذه الهدب . وتكون أشكال التداخل الناتجة من بلورات ثنائية المحور كذلك الموضحة في (د) معقدة جدا ويصعب تفسيرها ، إلا أنه يمكن تطبيق نفس الأسس . وتوضح البقعان فقط نقط تقاطع المحاور الضوئية مع سطح البلورة . ويكون لأنثال هذه الأشكال أهمية في التعرف على الخامات المعدنية ، ويحصل عليها المتخصصون في المناجم بواسطة ميكروسكوب مزود بأدوات مستقطبة\* . سيتم تفسير المركز المضيء لنظام الحلقات المشاهدة في بلورة كوارتز أحادية المحور [ الصورة (ب) ] في الباب التالي .



شكل ٢٧ - ١٣ : مجموعات تداخل بلورات موضوعة في ضوء شديد التجمع . الصور العليا : مسطحات متعامدة ؛ والصور السفلى : مسطحات موازية (أ) كالسيت مقطوعة عموديا على المحور الضوئي (ب) كوارتز مقطوع عموديا (ج) كوارتز مقطوع موازيا (د) أراجونيت مقطوع عمودى على نصف الزاوية بين المحورين الضوئيين .

\* ارجع إلى

\* See A. Johansen, "Manual of Petrographic Methods," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1918.

## مسائل

- ٢٧ - ١ لوح كالسيت مقطوع بحيث توازي أوجهه المحور الضوئي ، موضوع بين منشور يكول متعامدين مقطعة الرئيسي بميل بزاوية  $٥٣.٥^\circ$  على المستقطب . أوجد (أ) السمات و (ب) شدتي اهتزازات E.O التي تترك الكالسيت . أوجد أيضاً (ج) السمات النسبية و (د) الشدات التي تترك المحلل .  
الإجابة : (أ)  $٠.٨١٩$  و  $٠.٥٧٤$  (ب)  $٠.٦٧١$  و  $٠.٣٢٩$  (ج) كل يساوي  $٠.٤٧٠$  (د) كل يساوي  $٠.٢٢١$
- ٢٧ - ٢ لوح من الكوارتز سمكه  $٠.٨٥$  م مضاء عموديا بضوء أخضر طول موجته  $٥٤٦١$  أنجستروم ( انظر الجدول ٢٦ - ١ ) . المحور الضوئي مواز للسطح . أوجد (أ) المسارات الضوئية للشعاعين المنفصلين في اللوح و (ب) الفرق في الطور بينهما بالدرجات .
- ٢٧ - ٣ إذا كان المطلوب عمل لوح نصف موجي من بللورة توباز ( الزبرجد ) ثنائية المحور . عين مستخدما معاملات الانكسار المعطاة في الجدول ( ٢٦ - ٣ ) (أ) في أى مستوى يجب أن تقطع البلورة حتى يكون اللوح رقيقا لأقل حد . (ب) احسب السمك المطلوب لهذا المقطع .
- ٢٧ - ٤ لوح ربع موجي من الكوارتز . مستخدما معاملات الانكسار لضوء أزرق  $\lambda = ٤٣٤$  أنجستروم ، المعطاة في الجدول ( ٢٦ - ١ ) ، احسب السمك المطلوب الإجابة :  $٠.٠١١٤٩$  م
- ٢٧ - ٥ يمر ضوء صوديوم  $\lambda = ٥٨٩٣$  أنجستروم خلال بولارويد ثم خلال لوح من الكوراندوم (  $n_E = ١.٧٦٨$  ،  $n_o = ١.٧٦٠$  ) مهياً بحيث يصنع محوره  $٥٣.٥^\circ$  في عكس اتجاه حركة عقارب الساعة مع اتجاه الكهرى للضوء الساقط . أوجد (أ) مقداري الاهتزازين E.O إذا كان سمك اللوح  $٠.١٦٠$  م أوجد (ب) الفرق في الطور بين المركبتين E.O بمرورها خلال اللوح و (ج) ارسم شكلا يانبا مائلا للموضع في الشكل ( ٢٧ - ٥ ) مينا شكل الاهتزازة للضوء النافذ ارسم الذبذبة ثم بين اتجاهها .
- ٢٧ - ٦ أدخل جباً إلى جنب لوحان نصف موجيان في مكشاف استقطاب مستطابه متعامدان ، وكان بين محوري اللوحين زاوية صغيرة  $\alpha$  . تكون المجالات متساوية الشدة عندما يكون اتجاه اهتزازات الضوء الساقطة منصفاً للزاوية  $\alpha$  . أوجد النسبة بين الشدتين عندما يدار المحلل بزاوية قدرها  $٥١^\circ$  إذا كان للزاوية  $\alpha$  القيم (أ)  $٥٣.٠^\circ$  ، (ب)  $٥١.٠^\circ$  و (ج)  $٥٥^\circ$  و (د)  $٥٢^\circ$  .
- ٢٧ - ٧ زاويتان رأس منشوري مكافئ باينيت مصنوعين من الكوارتز هما  $٥٢.٧٥^\circ$  .

أوجد المسافة الفاصلة بين هذب ضوء الصوديوم عندما يوضع المكافئ بين منشوري نيكول متعامدين في مكشاف الاستقطاب ( انظر الشكل ٢٧ - ٧ )  
الإجابة ٦٧٤ مم .

٢٧ - ٨ عندما يورى ضوء حالة استقطابه غير معروفة خلال منشور نيكول ، تغير شدته بدوران الأخير لكنها لا تتعدى عند أى وضع . أدخل لوح ربع موجى أمام المحلل عند تهتته في وضع النهاية العظمى للشدة ، وأدير المحور السريع ليصبح موازيا لمسوى نفاذ المحلل . دوران المحلل في اتجاه حركة عقارب الساعة بمقدار  $90^\circ$  يسبب انعدام الضوء النافذ تماما . (أ) ما نوع الاستقطاب ؟ (ب) صف كمية نموذج الاهتزازة .

الإجابة : (أ) مستطاب استقطابا اهليجيا (ب) اهتزازة اهليجية مع عقارب الساعة نسبة محورها الأعظم والأصغر  $1,732$

٢٧ - ٩ من المراد تعيين اتجاه الدوران في حزمة ضوئية مستقطبة استقطابا دائريا عندما يوضع لوح ربع موجى أمام المحلل وفى الأخير في وضع انعدام الشدة ، يقع المحور السريع في وضع يبنى عنده دوران هذا المحور  $45^\circ$  في اتجاه حركة عقارب الساعة ليصبح على استقامة اتجاه النفاذ للمحلل . (أ) ارسم الشكل البياني (ب) هل الضوء مستطاب استقطابا دائريا يمينا أو يساريا ؟

٢٧ - ١٠ ابتكر جهازا يمكن استخدامه في إنتاج حزمة ضوئية مستقطبة استقطابا اهليجيا يكون المحور الأعظم للقطع الناقص أفقيا ، والنسبة بين المحور الأعظم والمحور الأصغر هي  $3 : 2$  واتجاه الدوران مع حركة عقارب الساعة . ارسم شكلا يبينها . حدد بدقة كل جزء من الجهاز واتجاهه .

## الفصل الثامن والعشرون

### الفعالية الضوئية والبصريات الموجية الحديثة

رأينا في الأبواب السابقة المتعلقة بسلوك الضوء المستقطب في البللورات أن الضوء عندما ينتقل على طول المحور الضوئي لا يوجد انكسار مزدوج . ويتوقع المرء في هذا الاتجاه المحدد أن أى نوع من الضوء سينتشر دون تغير . ومع ذلك ، اكتشف أراجو عام ١٨١١ استثناءات لهذه القاعدة البسيطة . إذ وجد أراجو أن موادا معيناً ، الكوارتز المتبلر بالذات ، تحتزن الضوء عند وضعها بين منشوري نيكول متعامدين حتى إذا كان المحور الضوئي موازياً لاتجاه الضوء . وثمة مثال لهذه الظاهرة موضح في الشكل ( ٢٧ - ١٣ (ب) ) .

#### ٢٨ - ١ دوران مستوى الاستقطاب

عندما توجه حزمة ضوئية مستقطبة استقطاباً استوائياً نحو المحور الضوئي للكوارتز يدور مستوى الاستقطاب بانتظام حول اتجاه الحزمة كما في الشكل ( ٢٨ - ١ ) ، لتخرج مهتزة في مستوى آخر يختلف عن ذلك الذى دخلت به . ولقد وجد عمسياً أن مقدار الدوران يتوقف على المسافة المقطوعة في الوسط وعلى طول موجة الضوء . وتوضح الحقيقة الأولى أن الظاهرة تحدث داخل البلورة وليس على سطحها . وتسمى ظاهرة دوران مستوى الاستقطاب هذه باسم « الفعالية الضوئية » ، وثمة مواد كثيرة الآن معروفة بوجود هذه الظاهرة .

بعض هذه المواد السينابار وكلورات الصوديوم والتريتينا وبللورات السكر ومحلول السكر وكبريتات الستروكنين .

وتدير بعض لللورات الكوارتز ومحاليل السكر مستوى الاهتزازة نحو اليمين وبعضها نحو اليسار وتسمى المواد التى تدير مستوى الاستقطاب نحو اليمين مواد يمينية ، وتلك



شكل ٢٨ - ١ : دوران مسوى الاستقطاب في مادة فعالة ضوئيا .

التي تدوير مستوى الاستقطاب نحو اليسار ، مواد يسارية . يعنى الدوران نحو اليمين أنه بالنظر إلى الشعاع الخارج يدور مستوى الاستقطاب في اتجاه حركة عقارب الساعة . وتدوير المواد اليسارية مستوى الاستقطاب في عكس اتجاه حركة عقارب الساعة\*

## ٢٨ - ٢ التفريق الدوراني

إن ثمة مظهر مثير للاهتمام للفعالية الضوئية يتمثل في أن الألوان المختلفة تدور بمقادير مختلفة . ولقد أجرى بيوت أول قياسات دقيقة لهذه الظاهرة ، فوجد أن الدوران يتناسب عكسيا تقريبا مع مربع الطول الموجي ، وبعبارة أخرى يوجد تفريق دوراني ، فالضوء البنفسجي يدور بمقدار ٤ أمثال الضوء الأحمر . وهذه الظاهرة موضحة بيانيا للكوارتز في الشكل ( ٢٨ - ٢ (أ) ) . عند سقوط ضوء ستقطب استقطابا استوائيا عموديا على لوح من الكوارتز ، اتجاه الاهتزاز له موضح بواسطة AA . بالنفاذ خلال سمك من البلورة قدره ١ مم ، يدور الضوء البنفسجي حوالى ٥٥° في حين أن الأحمر يدور حوالى ١٥° وتدور الألوان الأخرى بمقادير تقع بين هاتين القيمتين . وثمة قيم دقيقة لعند ١٥ طولا موجيا في الطيف المرئي وفوق البنفسجي معطاة في الجدول ( ٢٨ - ١ ) .

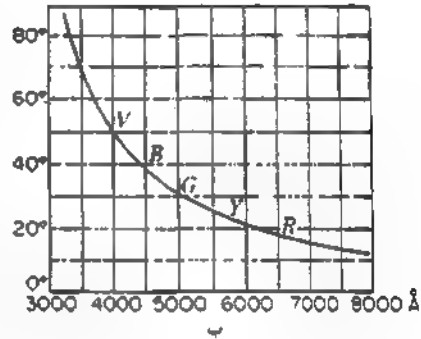
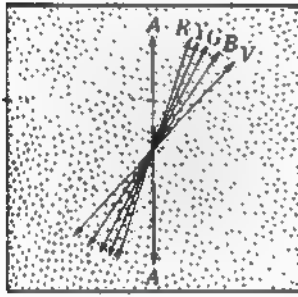
ويسمى هذا الدوران بفعل لوح سمكه ١ مم ، الموضح في الشكل ( ٢٨ - ٢ (ب) ) باسم الدوران النوعي . وتوضح القياسات الدقيقة على الكوارتز وبعض المواد الأخرى أن قانون التربيع العكسي لبيوت صحيح تقريبا . وفي الحقيقة ، ترتبط الفعالية

\* بالرغم من أن الاصطلاح هنا هو الأكثر شيوعا ، إلا أن بعض الكتب تستخدم الاصطلاح العاكس .

الصوتية ارتباطا وثيقا بنظرية التفريق العادى مما يسمح بتطبيق معادلات التفريق النظامية لمعادل الانكسار فى حالة الدوران . يمكن استخدام معادلة كوشى ( الفقرة ٢٣ - ٣ ) لتمثل الدوران النوعى للكوارتر فى منطقة الطيف المرئى . ولهذا يكون لدينا

$$r = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad ( ٢٨ - ١ )$$

حيث  $B, A$  ثابتان ينبغي تعيينهما .



شكل ٢٨ - ٢ : (أ) دوران مختلف الألوان بواسطة لوح كوارتر سمكه ١ مم (ب) منحى الدوران النوعى .

يمكن تجريبيا بيان ظاهرة التفريق الدورانى بإدخال لوح من الكوارتر بين مستقطب ومحلل متعامدين كما فى الشكل ( ٢٨ - ٣ ) . باستخدام مصدر ضوئى أحادى اللون عند  $S$  ، ينفذ بعض الضوء خلال المحلل إلى الحائل  $MM$  ، إذ أنه يمروره خلال الكوارتر على طول المحور الضوئى ، يدور مستوى الاهتزازة . وهذا موضح بيانيا بالشكل ( ٢٨ - ٤ ) (أ) . فبعد دوران الاهتزازة من المستوى  $AP$  إلى المستوى  $A_1P$  ، تمر مركبة معينة  $EP = A_1P \sin \theta$  خلال المحلل  $N_2$  . ويجعل المحلل موازيا إلى  $A_1P$  يمر كل الضوء فى حين لا يمر شيء منه يجعله عموديا على  $A_1P$  .

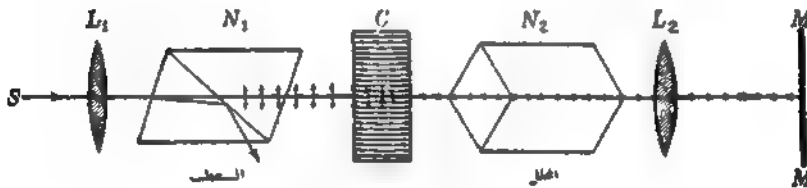
افرض ضوءا أبيض يستخدم بدلا من ضوء أحادى اللون ، بحيث تلور الألوان مختلفة نتيجة لمرورها خلال البلورة بمقادير مختلفة كما فى الشكل ( ٢٨ - ٤ ) (ب) . تكون المستويات الجديدة للاهتزازة هي  $RP$  للأحمر و  $VP$  للبنفسجى . وبالوصول إلى  $N_2$  تمر المركبتان الأقيتان  $EP, E_RP$  . ونظرا لمرور ضوء بنفسجى أكثر من الضوء الأحمر

ستكون الصورة على الحائل ملونة . ما حدث أن كثيرا من الضوء الأحمر قد تم استيعاده في منشور نيكول الثاني . ويمكن بيان هذا بالتعديل التالي للتجربة .

لتسبيل المحلل في الشكل ( ٢٨ - ٣ ) بللورة كالسيت . ستمرر هذه في حزمة واحدة اهتزازات E المعطاة بواسطة المحلل وحيدة ، وفي حزمة منفصلة الاهتزازات O.

جدول ٢٨ - ١ : الدوران النوعي  $\rho$  للضوء المستقطب استقطابا اماليا في الكوارتز .

الطول الموجي بالإلكترونوم	درجة م	الطول الموجي بالإلكترونوم	درجة م	الطول الموجي بالإلكترونوم	درجة م
2265.03	201.9	4358.34	41.548	5892.90	21.724
2503.29	153.9	4678.15	35.601	6438.47	18.023
3034.12	95.02	4861.33	32.761	6707.86	16.535
3403.65	72.45	5085.82	29.728	7281.35	13.924
4046.56	48.945	5460.72	25.535	7947.63	11.589



شكل ٢٨ - ٣ : الجهاز المستخدم لدراسة الدوران الناتج بواسطة لوح C لبلال صونيا .

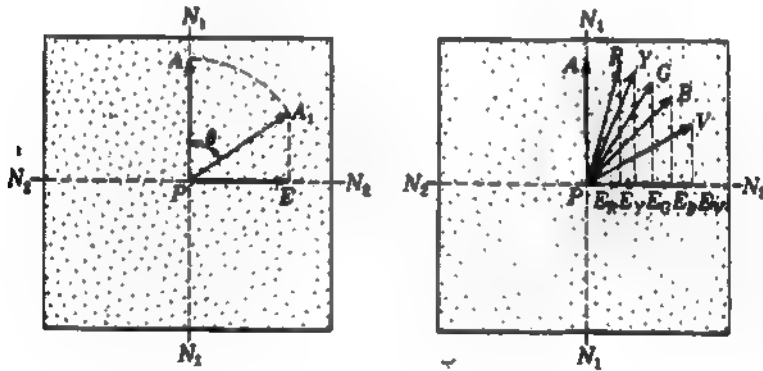
ستحتوي الحزمة E على المركبتين  $E_R P$  و  $E_V P$  ( انظر الشكل ٢٨ - ٥ ) والحزمة O على المركبتين  $O_R P$  و  $O_V P$  وبعبارة أخرى ، مالا تحتويه الحزمة E تحتويه الحزمة O. هذا تكون الصورتان على الحائل MM متتامتي الألوان . وعندما تتراكبان جزءا بجزء فإن مطابق التراكب ستكون بيضاء . وتعد هذه طريقة ممتازة لعرض مجموعة من الألوان المتتامة ، إذا أنه إذا أدير الكالسيت ببطء ، فإن مقادير مختلفة من الألوان المتباينة يمكن إلقاؤها في الحزمتين E, O .

وثمة عرض مشيرا جدا للفعالية الضوئية والتفريق الدوراني يمكن بلوعه بإمرار ضوء

مستقطب استقطاباً استوائياً عمودياً في محلول شفاف من سكر القصب في أنبوبة رباحية كبيرة . وبمشاهدة الأنبوبة من الجانب خلال منشور نيكول فإن توزيعاً لولبياً للألوان يمكن رؤيته .

### ٢٨ - ٣ تفسير فرنل للدوران

افترح فرنل تفسيراً للدوران في بللورات كالكوارتز ، يعتمد أساساً على افتراض أن الضوء المستقطب استقطاباً دائرياً ينتشر على طول المحور الضوئي دون تغيير . هذا التفسير ، في الوقت الذي لا يعد فيه بمثابة نظرية من ناحية إعطاء السبب الأساسي لهذه الظاهرة ، يعطى مع ذلك وصفاً رائعاً لكثير من الحقائق . فهو يعتمد على مبدأ أساسي في الميكانيكا ينص على أن أى حركة توافقية بسيطة على طول خط مستقيم يمكن وصفها كمحصلة حركتين دائريتين متضادتين .



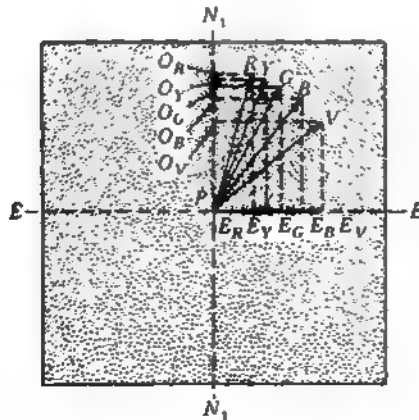
شكل ٢٨ - ٤ . دوران الضوء الأبيض بين الألوان المختلفة المارء عبر محلل عمودى

ينمثل الفرض الأول لفرنل في أن الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً عند دخوله بللورة على طول المحور الضوئي يتحلل إلى اهتزازتين مستقطبتين استقطاباً دائرياً تدوران في اتجاهين متضادين بنفس التردد . فمثلاً ، في بللورة كالسيت لا تكون فعالة ضوئياً ، تنتقل هاتان الحركتان الدائريتان L,R بنفس السرعة كما في الشكل ( ٢٨ - ٦ ( أ ) . ونظراً لوصول الاهتزازتين معاً عند أى نقطة محددة على طول مسارهما في نفس الوقت ، ستكون محصلتهما حركة توافقية بسيطة في مستوى الاهتزازة الأصلية كما هو موضح في

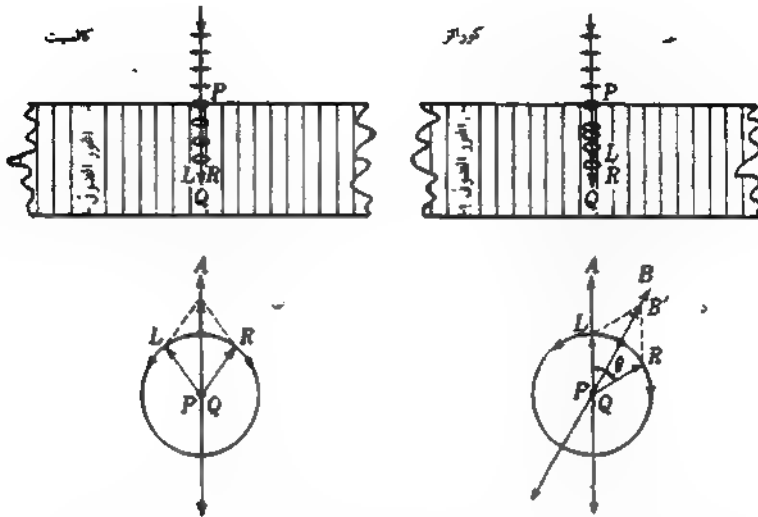
(ب) ولهذا ، تنتشر الموجة المستقطبة استقطاباً استوائياً على طول المحور الضوئي في الكالسيت بحيث تظل اهتزازاتها في نفس المستوى .

وفي بللورة فعالة ضوئياً ، تنتشر الاهتزازتان الدائريتان مع اختلاف طفيف جداً في السرعة . ففي الكوارتز اليميني ، تكون الحركة في اتجاه حركة عقارب الساعة ( بالنظر إلى الضوء من الاتجاه المقابل ) أسرع انتقالاً ، وفي الكوارتز اليساري تكون الحركة في عكس اتجاه حركة عقارب الساعة هي الأسرع .

لنأخذ الآن في الاعتبار نقطة ما مثل Q في بللورة يمينية على طول المسار لحزمة ساقطة مستقطبة استقطاباً استوائياً كما في الشكل ( ٢٨ - ٦ (ج) ) . ولتكن السعة ومستوى الاهتزازة الساقطة ممثلتين بواسطة AP كما في الشكل ( ٢٨ - ٦ (د) ) . تصل المركبة الدائرية اليميني R لهذه الاهتزازة أولاً عند Q ، ومع استمرار انتقال الموجة ، تدور الأزاحة بزاوية  $\theta$  قبل وصول المركبة اليسرى L . تكون الحركتان الدائريتان في هذه اللحظة في اتجاهين متضادين ولهما نفس التردد ، إحداهما تبدأ عند R والأخرى عند L . وتكون النتيجة أن النقطة B تهتز على طول الخط الثابت BQ بنفس السعة والتردد كما في الاهتزازة الأصلية AP ، وتمثل هذه اهتزازة الضوء عند Q . ولهذا ، يدور مستوى الاهتزازة بالانتقال من وجه البللورة عند P إلى النقطة Q بزاوية  $\theta$  ويكون من الواضح أن مستوى الاهتزازة تحت هذه الفروض يدور باستمرار مع تقدم الضوء إلى مسافات أعمق وأعمق في البللورة ، ولهذا تتناسب زاوية الدوران مع السمك .



شكل ٢٨ - ٥ : لوح من الكوارتز بين المستقطب  $N_1$  وبلورة كالسيت E كمحلل .



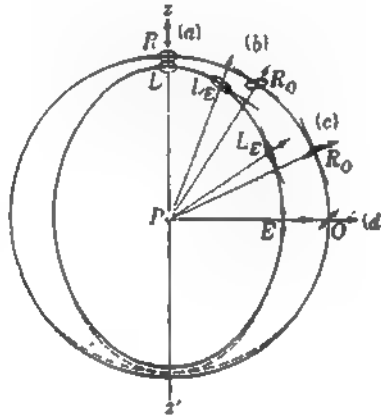
شكل ٢٨ - ٩ : تحليل الضوء المستطاب استقطابا اسوائيا إلى مركبتين مستطبتين استقطابا دائريا .

## ٢.٨ - ٤ الانكسار المزدوج في بللورات فعالة ضوئيا

نظرا لأن القدرة على دوران مستوى الاستقطاب صفة خاصة لا تتمتع بها كثرة من البللورات غير الايسوتروبية ، يثار تساؤل عن علاقتها بالانكسار المزدوج العادي الذي سبقت مناقشته في الأبواب السابقة . فالفعالية الضوئية تبدو فقط في بللورة من نوع معين ، إلا أن مثل هذه البللورة تتميز أيضاً بوجود الانكسار المزدوج عندما يمر الضوء فيها في أحد الاتجاهات الأخرى بخلاف محورها الضوئي . ولهذا ينبغي أن تتغير إحدى الظاهرتين إلى الأخرى باستمرار مع تغير الزاوية . وكى نفهم هذا ، ينبغي علينا التحقق من أن سرعتي فرنل للحركتين الدائريتين اليمنى واليسرى سرعتان تمثلان حقا بأسطح الأمواج التي سبق وصفها في الباب ٢٦ [ الشكل ( ٢٦ - ٢٢ ) ] . أشرنا هنالك إلى أن غلافى سطح الموجة في الكوارتز لا يتلامسان عند المحور الضوئي كما يفعلان في الكالسيت أسطح الأمواج في الكوارتز موضحة مرة ثانية في الشكل ( ٢٨ - ٧ ) . ففى مستوى خط الاستواء بالنسبة للبللورة تنتشر الاهتزازات الخطية  $E_o$  ؛ العمودية على المحور الضوئي والموازية له على الترتيب ، بسرعتين مختلفتين ، إلا أنهما لا يتغيران و

الشكل كما هو موضح . وعلى امتداد المحور  $Z, Z'$  تنتشر الاهتزازات الدائريتان البيني  $R$  واليسرى  $L$  بسرعتين مختلفتان اختلافا طفيفا . وعلى طول الاتجاهات الوسطى مثل (b), (c) تنتقل فقط اهتزازات اهليلجية ذات شكل معين لا يتغير .

يعطى سطح الموجة الاهليلجية في الكالسيت مقياسا لسرعة الضوء المستقطب استقطابا استوائيا في الاتجاهات المختلفة ، ويرجع التغير في السرعة ، المثلة بصف القطر الانحامي للسطح ، إلى تغير الزاوية التي تصنعها الاهتزازات مع المحور الصوتي . وفي الكوارتز أو أى بللورة فعالة ضوئيا ، يمثل كل من السطحين السرعة مختلف أنواع الضوء المستقطب ، المتوقفة على اتجاه الانتشار . ففي اتجاه يوازي المحور ، تكون سرعة السطح



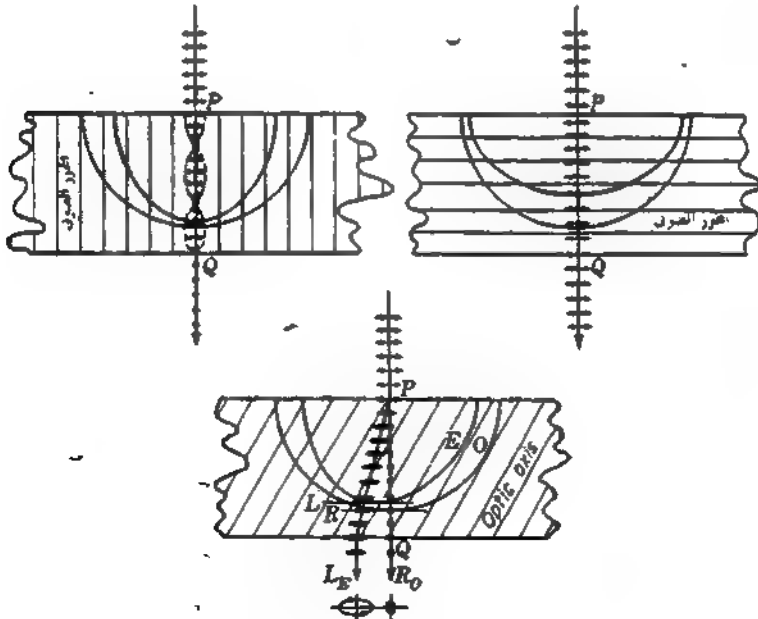
شكل ٢٨ - ٧ . شكل سطح الموجة للبلورة كوارتز بيمينا يوضح الاهتزازتين المصاحبين لخط الاتجاهات مع العمود على الموجة .

الخارجي هي تلك للضوء المستقطب استقطابا دائريا بيمينا ( كوارتز بيميني ) ، وتكون سرعة السطح الداخلي هي سرعة الضوء المستقطب استقطابا دائريا يساريا ، وتكون السرعة في اتجاهات تصنع زاوية ما مع هذا ، هي تلك لمركبتي الضوء المستقطب استقطابا اهليلجيا . وتكون المحاور العظمى للقطع الناقصين متعامدة على بعضها البعض ، وتصبح القطوع الناقصة أضيق مع زيادة الزاوية مع المحور ، مضمحلة إلى خطوط ( ضوء مستقطب استقطابا استوائيا ) في اتجاه عمودي على المحور .

وسلوك الضوء المستقطب استقطابا استوائيا عند دخوله إلى بللورة سواء كان منتقلا موازيا للمحور الصوتي أو عموديا عليه ، كما في الجزئين (أ) و (ب) من الشكل ( ٢٨ -

٨ ) ، يمكن فهمه بسهولة من خصائص سطح الموجة الواضحة أعلاه . ففي (أ) نحل الاهتزازات الخطية الساقطة ، بدخولها إلى البلورة ، إلى اهتزازاتين دائريتين تنتقلان بسرعتين مختلفتين . وتؤدي محصلة هاتين إلى اهتزازة مستوية . تدور بمقدار يتوقف على سمك البلورة والطول الموجي . وفي (ب) تكون الاهتزازات الساقطة خطية مرة أخرى ، إلا أنها هنا موازية للمحور الضوئي بحيث يمر الضوء كحزمة E بسرعة تتعين بواسطة السطح الداخلي لسطح الموجة . وإذا كانت الاهتزازات عمودية على المحور ، يمكنها الانتقال بالسرعة الأكبر للحزمة O . وسيظل شكل واتجاه الاهتزازة ذو تعبير في أى من الحالتين . وعند زوايا أخرى تسقط بها الاهتزازات ستوجد مركبتان خطيتان تتحركان بسرعتين مختلفتين ، تؤديان إلى ضوء مستقطب استقطاباً اهليلجياً . لذلك ، بالنسبة لضوء ينتقل عمودياً على المحور الضوئي يسلك الكوارتز تماماً كبلورات أحادية المحور ويعطى ظواهر التداخل التي تم وصفها في الباب السابق .

وعندما لا يكون المحور عمودياً على الشعاع ، فإن تأثيرات الفعالية الضوئية ستظهر نفسها إلى حد ما ، لتصبح أعظم ما يمكن عندما يتحرك الشعاع موازياً للمحور . وفي الشكل (٢٨ - ٨ ج) ، حيث تقع الاهتزازات الساقطة في المقطع الرئيسي ، تنحرف



٢٨ - ٨ . تأثيرات على ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً يمر خلال بلورات كوارتز مقطوعة و  
مخلفة .

بالدخول إلى البلورة إلى قطعين ناقصين  $R_0, L_E$  مختلفي الحجم . المحاور العظمى متعامدة ، ويكون اتجاهها الدوران مختلفين . ومقابلا لحالة البلورات غير الفعالة ضوئيا ، لا يمر الشعاع الساقط التي توازي اهتزازته المقطع الرئيسي كشعاع  $E$  مفرد وإنما يعطى بدلا من ذلك شعاعين مختلفي الشدة . وسوف نرى في الفقرات التالية أنه فيما عدا الحالة التي تكون فيها الزاوية بين الشعاع والمحور صغيرة جدا ، تكون شدة الشعاع الذي يرمز له بالرمز  $R_0$  منخفضة جدا ، ويكون  $L_E$  بمثابة قطع ناقص نحيل جدا . وسنرى أيضاً أن سطح الموجة  $O$  لا يكون كرويا بالضبط ، ولذا تكون  $R_0$  منحرفا قليلا في حالة السقوط العمودي .

من المعروف أن بعض البلورات ثنائية المحور تبدى فعالية ضوئية . وبصفة عامة تكون الظاهرة مصحوبة بانكسار مزدوج إلا أنه من الصعب إلى حد ما إظهارها . وفي مثل هذه البلورات يكون لأسطح الأمواج نفس المظهر العام لتلك المعطاة في الباب ٢٦ مع استثناء أن السطحين الداخلي والخارجي لا يتلامسان تماماً عند محاور الأشعة أى عند الفقرة على السطح الخارجي .

## ٢٨ - ٥ شكل أسطح الأمواج في الكوارتز

لتفسير تأثيرات الاستقطاب التي يمكن مشاهدتها عند انتشار الضوء في بللورات الكوارتز ، يجب افتراض تشوه الأسطح الكروية العادية ومداور القطوع الناقصة في البللورات غير الفعالة بمقدار ضئيل فيما يجاور المحور الضوئي . ينتفخ السطح الخارجي ويتفطح السطح الداخلي كما هو موضح بطريقة مبالغ فيها أسفل الشكل ( ٢٨ - ٧ ) . تمثل الخطوط المتقطعة دائرة حقيقية وقطعا ناقصا ، بينما يمثل الخط المتصل سطح الموجة الفعل . ومع ذلك ، لا يكون الشكل التام لهذين السطحين هاما إلى هذه الدرجة من الوجهة الضوئية كما هو الحال للمسافة بينهما . وفي الواقع ، يأخذ التغير من ضوء مستقطب استقطابا دائريا إلى ضوء مستقطب تقريبا استقطابا استوائيا مكانه خلال زاوية صغيرة جدا مع المحور الضوئي ، ولهذا باستثناء الزوايا الصغيرة جدا ، يعمل الكوارتز أساسا كبلورة أحادية المحور . يرجع هذا إلى أن الفرق في السرعة ( أو الفرق في معاملات الانكسار ) للشعاعين المستقطبين استقطابا دائريا  $L, R$  اللذين يتحركان مواريين للمحور الضوئي يكون صغيرا بمقارنته بالفرق في السرعة للشعاعين  $E, O$  المتحركين عموديا . ويمكن رؤية هذا على أفضل ما يمكن من القيم المعطاة للضوء الأحمر والضوء البنفسجي في الجدول ( ٢٨ - ٢ ) .

وتكون المسافة الفاصلة بين السطحين على طول المحور الضوئي عند مقارنتها بنصف قطر سطح كروي هي ١ : ٢٦٠٠٠ للضوء الأحمر و ١ : ١٤٠٠٠ للبنفسجى . وعموديا على المحور تكون النسب ١ : ١٧٠ و ١ : ١٦٠ على الترتيب .

ونظرا لوجود سرعتين للاهتزازتين الدائريتين على طول المحور الضوئي يمكن حساب زاوية دوران الضوء المستقطب استوائيا من معاملات الانكسار . ويعطى الفرق فى الطور  $\delta$  بين موجتين تفصلهما مسافة معينة من المعادلة ( ٢٧ - ٢ ) كما يلى :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_L - n_R) \quad (28 - 2)$$

حيث  $d$  المسافة المقطوعة فى الوسط ،  $\lambda$  الطول الموجى للضوء و  $n_L - n_R$  الفرق بين معامل الانكسار ، وإذا كانت الحركة الدائرية  $R$  متقدمة بمقدار  $\delta$  راديان ( زاوية نصف قطرية ) عن  $L$  يدور مستوى الاستقطاب للاهتزازة بمقدار  $\delta/2$  راديان [ انظر الشكل ٢٨ - ٦ (د) ] .

للووح من الكوارتز سمكه ١ مم مثلا ، نحصل بالتعويض فى المعادلة ( ٢٨ - ٢ ) على ما يأتى :

$$\delta = \frac{2\pi}{0.000076 \text{ cm}} (0.1 \text{ cm})(0.00006) = 0.5 \text{ راديان}$$

ويؤدى هذا إلى دوران الضوء الأحمر ،  $\lambda = ٧٦٠٠$  أنجستروم بحوالى ٥١٤ [ انظر الشكل ٢٨ - ٢ (ب) ] ومع ذلك ينبغى الإشارة إلى أن الفروق الدقيقة لـ  $(n_L - n_R)$  تكون محسوبة عادة من الدوران الذى يمكن مشاهدته .

## ٢٨ - ٦ منشور فرنل المتعدد

أجرى فرنل أول إيضاح عملى للانكسار المزدوج كشعاعين مستقطبين استقطابا دائريا . برر ذلك بأنه إذا انتقلت مركبتان دائريتان بسرعتين مختلفتين على طول المحور الضوئى للكوارتز فإنهما يتكسران بزاويتين مختلفتين عند نفاذهما بميل مع سطح البلورة إلى الهواء . ونظر للفشل فى ملاحظة هذه الظاهرة بمنشور كوارتز وحيد ، بنى فرنل سلسلة من مناشير يبنى ويسرى بالتعاقب مقطوعة ومثبتة معا بالكيفية الموضحة فى الشكل ( ٢٨ - ٩ ) . وبهذه السلسلة من المناشير يمكن مشاهدة حزمتين مستقطبتين استقطابا دائريا إحداها يبنى والأخرى يسرى .

جدول ٢٨ - ٢ : معاملات انكسار الكوارتز

الطول الموجي ، الميكرومتر	$n_E$	$n_O$	$n_R$	$n_L$
3968	1.56771	1.55815	1.55810	1.55821
7620	1.54811	1.53917	1.53914	1.53920



شكل ٢٨ - ٩ : منشور فرنل المتعدد لجان المركبتين المستقطبتين استقطاباً دائرياً .

ويمكن تفسير سبب ابتعاد الشعاعين أحدهما عن الآخر على كل سطح مائل كما يلي . عندما يسقط ضوء عمودياً على السطح الأول للبلورة تنتقل المركبتان المستقطبتان دائرياً على طول المحور الضوئي بسرعتين مختلفتين . وبالنفاذ خلال السطح الفاصل الأول المائل ، تصبح الحركة فيه الأسرع في المنشور الأول أبطأ في المنشور الثاني . والعكس صحيح للحركة  $L$  . وعندئذ ينكسر الشعاع نفسه ، تبعاً لقانون الانكسار العادي ، بعيداً عن العمود على السطح الفاصل وينكسر الآخر نحوه . وعند السطح الفاصل الثاني يتبادل الشعاعان سرعتيهما مرة ثانية ، ولهذا ، فإن الشعاع الذي اقترب من العمود عند السطح الفاصل الأول ينحرف الآن بعيداً عنه . وتكون النتيجة النهائية أن يزداد الفارق الزاوي بين الشعاعين عند كل انكسار من الانكسارات المتتالية .

ويمكن للطالب ، إذا كان مثل هذا المنشور متاحاً له ، إعادة مشاهدات فرنل بوضع المنشور على قاعدة مطياف صغيرة في المعمل . وإذا اختبرت الصورتان المتكورتان في العينية بمنشور نيكول أو أى وسيلة تحليل أخرى ، فإنهما يظهران دون تغيير مع دوران المحلل . وعند إدخال لوح ربع موجي أمام منشور نيكول ، تصبح كل من الاهتزازتين الدائريتين مستقطبة استقطاباً استوائياً ، مستوى استقطاب إحدهما عمودي على مستوى استقطاب الأخرى . وتختفى الصورتان بالتلويح كل ٩٠° يدور خلالها منشور نيكول .

## ٢٨ - ٧ منشور كورنو

يكون الانكسار المزدوج في الضوء المستقطب استقطاباً دائرياً محسوساً حتى باستخدام منشور نيكول وحيد يقطع بحيث يوازي محوره الضوئي القاعدة كما في الشكل ( ٢٨ - ١٠ (أ) ) . فلضوء الصوديوم مع منشور زاوية رأسه  $٥٦٠^\circ$  تكون المسافة الزاوية حوالي  $٢٧^\circ$  ثانية من القوس فقط ، لذلك يكون الشكل الموضح مبالغا فيه جدا . وعند استخدام منشور من الكوارتز في مصورات الأطياف ( الاسبكتروجراف ) ، لا يمكن التجاوز عن هذه الادراجية الطفيفة في خطوط الطيف ، خاصة في الأجهزة ذات التفريق الكبير . ولتغلب على هذه الصعوبة ، صمم كورنو منشوراً زاوية رأسه  $٥٦٠^\circ$  مصنوع من الكوارتز البيني واليسارى كما في الشكل ( ٢٨ - ١٠ (ب) ) . وبسبب تبادل السرعات يمكن للضوء أن ينفذ دون انكسار مزدوج عندما يكون المنشور في وضع النهاية الصغرى للانحراف . وجميع المنشور  $٥٦٠^\circ$  المستخدمة عملياً في المطاييف من هذا النوع .

يستخدم في مطياف ليترو نصف منشور كورنو فقط ، يحتل مكان المحزوز في الشكل ( ١٧ - ١٤ ) . ويصبح السطح الخلفى AB في هذه الحالة للمنشور R بمثابة سطح عاكس عن طريق ترسيب طبقة من الفضة أو الألومنيوم على هذا السطح ، الشكل ( ٢٨ - ١٠ (ب) ) . وبنعكاس الضوء إلى الخلف يستخدم نصف المنشور مرة ثانية ليعطى نفس التفريق الذى يعطيه منشور كورنو . ونصبح الاهتزازات R المقتربة من المرآة بمثابة الاهتزازات L بعد الانعكاس ، ولهذا ينعدم الانكسار المزدوج .

نستخدم أحيانا منشور وعدسات من الكوارتز المنصهر في صناعة الوسائل البصرية ،



شكل ٢٨ - ١٠ : (أ) منشور بسيط من الكوارتز (ب) منشور كورنو .

إلا في الحالة التي يكون الأداء الأفضل مطلوب . وبالرغم من أن الكوارتز المنصهر شفاف ، إلا أنه حال من الانكسار المزدوج ، ولم تفلح بعد عمليات التصنيع في إنتاج عينات أكبر مدركة كافية تكون خالية من عدم التجانس لجعلها مفيدة في الاستخدامات الدقيقة .

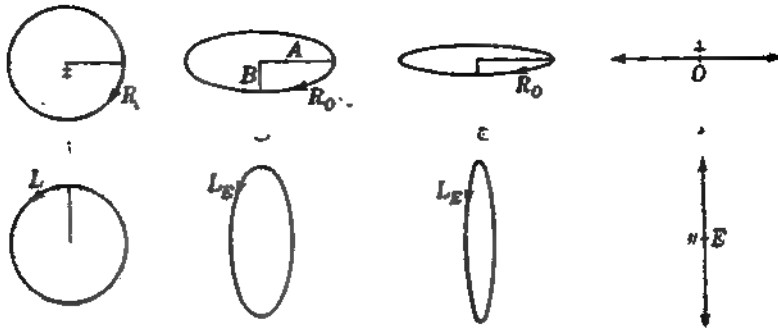
## ٢٨ - ٨ أشكال الاهتزازة وشداتها في بللورات فعالة ضوئية

تم في الفقرة ( ٢٨ - ٤ ) بإيجاز وصف انتشار الضوء في مختلف الاتجاهات بالنسبة للمحور الضوئي في الكوارتز بدلالة سطح الموجة لمثل هذه البلورة . ففي البلورة البينية مثلاً ، يمثل الغلاف الخارجى لسطح الموجة سرعة الاهتزازة الدائرية اليمنى التي تنتقل على طول المحور أو الاهتزازة الاهليلجية التي تنتقل بزاوية ما معه أو الاهتزازة الخطية في مستوى خط استواء البلورة . وبالنظر إلى الضوء من المواضع (a)، (b)، (c) ، (ج) و (د) من الشكل ( ٢٨ - ٧ ) ، تبدو هذه الاهتزازات كما في الشكل ( ٢٨ - ١١ ) . تكون كل الاهتزازات محصورة في مستويات مماسة لسطح الموجة على أن يكون المحور الأعظم لكل قطع ناقص على السطح الخارجى عمودياً على المحور الضوئي . ويكون المحور الأصغر لكل قطع ناقص على السطح الداخلى عمودياً أيضاً على هذا المحور . وفي بللورة الكوارتز اليسارية يتم تبادل اتجاهى الدوران إلا أن الأشكال تظل من ناحية أخرى دون تغيير .

كما سبق الإشارة إليه ، يظهر فعلاً الانتقال من الاستقطاب الدائرى إلى الاستقطاب الاستوائى في نطاق ضيق من الدرجات حول المحور الضوئي\* . وتكون النسبة في الكوارتز على سبيل المثال بين محاور الاهتزازات الاهليلجية ( الأعظم والأصغر ) هي الآن ٢,٣٧ لضوء الصوديوم المنتقل في اتجاه يصنع ٥٥° مع المحور الضوئي وعند ٥١° تزداد النسبة إلى ٧,٨ . وهذه هي النسب المستخدمة في رسم الشكل ( ٢٨ - ١١ ) (ب) (ج) .

عندما يوضع لوح من الكوارتز مقطوع عمودياً على المحور في ضوء شديد التجمع بين المحلل والمستقطب ، بحيث يمر الضوء في البلورة بزاوية مختلفة مع المحور ، تكون أشكال التداخل متشابهة إلى حد كبير مع تلك التي تم الحصول عليها في حالة بللورة غير

\* المعادلات التي تعطى الفرق في السرعة كدالة للزاوية مستتجة في



شكل ٢٨ - ١١ : اهتزازات الضوء المتقل في البلورة فعالة ضوئيا بزوايا مختلفة مع المحور الضوئي .

فعالة ضوئيا مثل الكالسيت ( انظر الشكل ٢٧ - ١٣ ) . الفرق الجوهرى أن مركز المجموعة ، حتى في حالة تعامد المستقطب والمحلل ، يكون مضيئا دائما بدلا من كونه مظلمًا . ونتيجة لدوران مستوى الاهتزازة ينفذ بعض الضوء خلال مركز الأشكال الفرجونية المظلمة الأخرى . ويمكن رؤية هذه الظاهرة في كل الصور الموضحة في الجزء (ب) من الشكل ( ٢٧ - ١٣ ) .

ستظل شدتا الحزمتين الضوئيتين المستقطبتين استقطابا اهليلجيا المستتجيتين من حزمة ضوئية غير مستقطبة ساقطة دائما متساويتين . ويكون القطعان الناقصان كالموضحين في (ب) من الشكل ( ٢٨ - ١١ ) متشابهين فيما عدا اتجاههما . ومع تذكر أن الاهتزازة الاهليلجية يمكن اعتبارها مكونة من اهتزازتين خطيتين متعامدين بينهما فرق في الطور قدره  $90^\circ$  ، يمكن إيجاد الشدة المناظرة بدلالة نصفى قطر المحورين الأعظم والأصغر B:A كما يلي :

$$I \approx A^2 + B^2 \quad ( ٢٨ - ٣ )$$

وفي الحالة المحددة للضوء المستقطب استقطابا دائريا حيث يكون نصف القطر  $B = A$  ، عندئذ يكون

$$I \approx 2A^2 \quad ( ٢٨ - ٤ )$$

وللضوء المستقطب استقطابا خطيا (  $B = 0$  ) تكون العلاقة العادية هي :

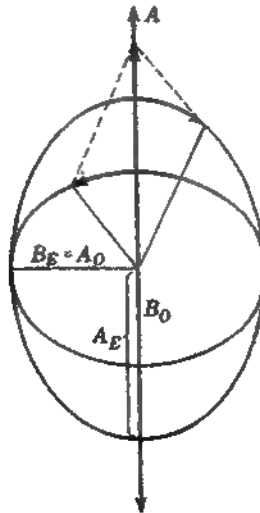
$$( ٥ - ٢٨ )$$

$$I \approx A^2$$

وإذا كان لكل حزمة أن تحتفظ بنفس شدتها بغض النظر عن الاختلاف المركزي ، ستكون سعة الاهتزاز الخطية  $\sqrt{2}$  مرة قدر نصف قطر الدائرة المناظر .

إذا كان الضوء الساقط مستقطبا استقطابا استوائيا ، كما في المثال الموضح في الشكل ( ٢٨ - ٨ ح ) ، يكون القطعان الناقصان مختلفي الحجم . لكي يمثل الآن مركبتى الاهتزاز الخطية الأصلية ، يبين الشكل ( ٢٨ - ١٢ ) أن المحور الأصفر للقطع الناقص الأكبر يجب أن يساوى المحور الأعظم للقطع الناقص الأصغر . ويكون  $B_E - A_O = 0$  ضروريا بالذات لكي تتلاشى المركبات الأفقية . فضلا عن أنه لكي تضاف المركبات العمودية معاً لتساوى الاهتزازة الأصلية  $A_E + B_O = A$  يتبع هذا أن تكون  $A_E/B_E = A_O/B_O$  ويكون للقطعين الناقصين نفس الشكل . وستوقف نسبة الشدات المناظرة على القيمة الفعلية لأى نسبة  $A/B$  ، وستعبر من الوحدة في اتجاه المحور الضوئى إلى الصفر في الاتجاه العمودى عليه .

ولضوء غير مستقطب ، يكون مكافئا لاهتزازتين حطيتين مستقلتين ومتعامدتين ، تؤدي كل منهما إلى قطعين ناقصين بحجمين مختلفين يدوران في اتجاهين متضادين ، عند إتخاذ أحدهما مع اثنين يساريين للحصول على قطع ناقص يساوى آخر ، ومع اثنين يمينيين للحصول على قطع ناقص يمينى ، وجد أن محصلة القطوع الناقصة لها نفس الحجم . وتكون هذه هي الموضحة في الشكل ( ٢٨ - ١١ ) .

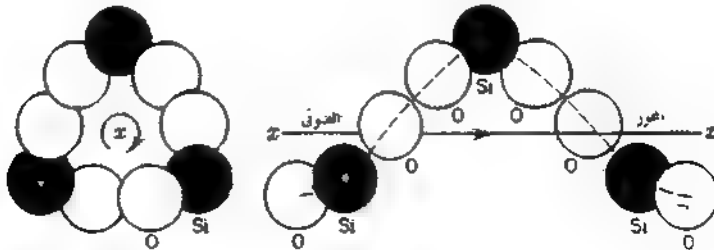


شكل ٢٨ - ١٢ تحليل الاهتزازة التوافقية الخطية إلى اهتزازين اهليجليين متماثلتين

## ٢٨ - ٩ نظرية الفعالية الضوئية

تعود نظرية دوران مستوى استقطاب الضوء في المواد الفعالة ضوئياً إلى تجربة قديمة أجراها رويش . فقد وجد أنه عندما يسقط عمودياً ضوء مستقطب استقطاباً استوائياً على مجموعة من ألواح الميكا المقطوعة موازية للمحور ، وأن كل لوح أدير إلى اليمين بزاوية صغيرة عن اللوح السابق له ، يدور مستوى الاهتزازة هو الآخر نحو اليمين . وعندما تكون الراوية بين أي لوحين متتاليين صغيرة جداً ، تحاكي المجموعة في عملها إلى حد كبير الدوران على طول المحور في الكوارتز .

وهذا ، يمكن من تجربة رويش اقتراح أن البللورات الفعالة ضوئياً تتكون من طبقات ذرية تتخذ شكلاً لولبياً بالنسبة لبعضها البعض . تبنى الطبقات في البللورات اليمينية حول المحور الضوئي في اتجاه حركة عقارب الساعة ، في حين أنها تبنى في عكس اتجاه حركة عقارب الساعة في البللورات اليسارية . ويؤكد هذا التركيب البللوري المعروف للكوارتز ،  $SiO_2$  . بالنظر على طول المحور لنموذج بللورة كوارتز ، يجد المرء أن أعمدة من ذرات السليكون والأكسجين تشكّل تدريجياً متخذة شكلاً لولبياً كما في الشكل ( ٢٨ - ١٣ ) . تكون هذه اللولب من الذرات مستويات تعطي ظاهرة الدوران حول المحور الضوئي . من الرسوم التوضيحية للبللورات اليمينية واليسارية في الشكل ( ٢٨ - ١٤ ) ، تم اقتراح هذا الشكل اللولبي من خلال ترتيب الأوجه الصغرى للسورة . أي صورة صورة بالمرآة للأخرى في كل من حجمها وتركيبها البللوري . ولا ينبغي تفسير التشابه لسابق مع مجموعة الألواح ليدل على أن مستوى الاهتزازة يدور بنفس معدل الطبقات الذرية إذ أن هذا سيحول دون وجود أي تفريق دوراني .



شكل ٢٨ - ١٣ تنظيم لولبي للذرات السليكون والأكسجين على طول المحور الضوئي للبللورات الكوارتز

وترجع النظرية الكهرومغناطيسية للفعالية الضوئية أساسا إلى بورن<sup>\*</sup> ومساعديه ، ولقد قام كوندون<sup>\*</sup> بتلخيصها تلخيصا جيدا . ففي أى عازل عادى ، يولد أى مجال كهربي مؤثر انفصال الشحنات واستقطابا محصلا للوسط في اتجاه E ( الفقرة ٢٣ - ٩ ) ، وفي مادة فعالة ضوئيا ، نتصور أن الشحنات تنقسم على الحركة في مسارات لولية وهذا توجد إضافة إلى الحركة الأمامية المولدة للاستقطاب العادى حركة دائرية للشحنة تولد تأثيرات مغناطيسية . ولقد أوضح درود أن هذا يمكن أن يؤخذ في الحسبان بإدخال حد إضافي في إحدى معادلات ماكسويل لعازل [ الحد الأيسر من المعادلة ( ٢٣ - ١١ ) ] . يؤدي حل هذه المعادلات عندئذ إلى ظاهرة الفعالية الضوئية . افترض بورن أن كل جزيء ، أو وحدة بللورية ، يتكون من مجموعة من المتذبذبات مقترنة مع بعضها بقوى كهربائية تحتوى أسط صورة لمثل هذه الوحدة ، تبعا له على أربعة متذبذبات على الأقل مرتبة في شكل غير متماثل . فالشكل الرباعي السطوح مثلا له خاصية التماثل ، ومن ثم فإن أى بللورة تبنى على هذا التركيب لن تكون لها فعالية ضوئية . ومع ذلك ، إذ حدث تشوه ضئيل في هيئة الشكل الرباعي السطوح تبدو الفعالية الضوئية كنتيجة طبيعية . ولقد طبق هوليراوش<sup>\*</sup> محولات بورن النظرية المبكرة على الكوارتز فوجدها منفقة اتفاقا رائعا مع ما يمكن مشاهدته . ومنذ ذلك الحين ، بين كوندون وآخرون أن افتراض المتذبذبات المقترنة ليس ضروريا وأن النتائج المطلوبة يمكن الحصول عليها باستخدام نموذج المتذبذب المفرد .

## ٢٨ - ١٠ الدوران في السوائل

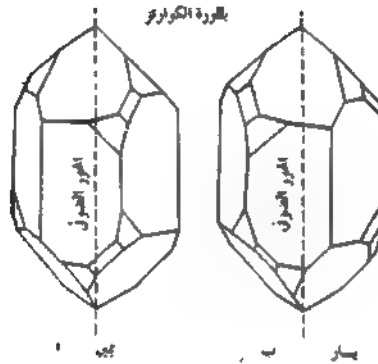
اكتشف بيوت عام ١٨١١ م دوران مستوى الاهتزازة في السوائل بالصدفة البحتة . فقد وجد أن الترتيبات تسلك سلوك الكوارتز في إحداث دوران يتناسب مع طول مسار الضوء خلال المادة ويتناسب تقريبا مع معكوس مربع الطول الموجي . ويعزى الدوران في مثل هذه الحالات إلى التركيب الجزيئى نفسه . وفي الحقيقة ، تكون معظم السوائل التي تسبب الدوران بمثابة مركبات عضوية تحتوى على جزيئات معقدة .

يمكن اعتبار كل جزيء من جزيئات السائل بمثابة بللورة صغيرة محورها الضوئى على

\* E. U. Condon, *Rev. Mod. Phys.*, 9:432-457 (1937).

\* E. A. Hylleraas, *Z. Phys.*, 44:871 (1927).

طوله يدور مستوى الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً.. ونظراً لأن اتجاهات الحزبات في السوائل عشوائية ، يكون الدوران الناتج هو متوسط تأثير كل الحزبات ، ولهذا يكون له نفس القيمة في أى اتجاه خلال السائل . ويمكن للمرء أن يظن من النظرة الأولى أن الاتجاهات العشوائية للجزيئات ستلاشى الدوران كلية . لكن كل جزيء له تنظيم ذرى شبه باللولب . والبرعمة المعنى تكون دائماً بحيثية مهما كان الطرف الذى يطر إليه .



شكل ٢٨ - ١٤ : أشكال مستويات بلورية في بلورات كوارتز مبنية ويسارية . كل واحدة صورة بالمرآة للأخرى .

وجد أن السوائل التى تتكون من مادة فعالة ضوئياً ومذيب غير فعال تسبب دوراناً يتناسب تقريباً مع مقدار المادة الفعالة الموجودة . وقد أدى هذا إلى استخدام واسع النطاق للضوء المستقطب في الصناعة كوسيلة دقيقة لتحديد مقادير السكر ، مادة فعالة ضوئياً ، في وجود شوائب غير فعالة . والدوران النوعى أو قوة الدوران تعرف بالدوران الذى يحدده عمود طوله ١٠ سم من السائل الذى يحتوى على ١ مم من المادة الفعالة لكل ١ سم<sup>٣</sup> من المحلول . ويمكن كتابة هذا في صورة المعادلة التالية :

$$[\alpha] = \frac{10\theta}{ld} \quad (٢٨ - ٦)$$

حيث  $[\alpha]$  الدوران النوعى ،  $d$  عدد الجرامات من المادة الفعالة لكل ١ سم<sup>٣</sup> طول المسار الضوئى بالستيمتر و  $\theta$  زاوية الدوران .

وبصفة عامة يكون الدوران في السوائل أقل كثيراً عما في البلورات . فمثلاً ١٠ سم

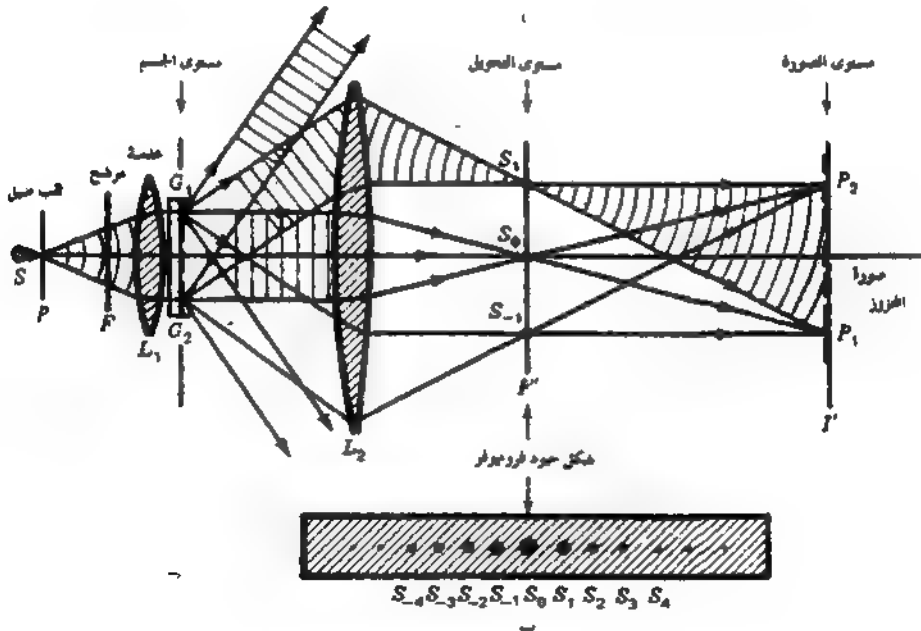
من الترتيبات تدبير ضوء الصوديوم بمقلرا - ٥٣٧ ( الإشارة السالبة تعنى دورانا يساريا أو عكس عقارب الساعة عند النظر إليه من الاتجاه المقابل لانتشار الضوء ) ، ومن ناحية أخرى ، يدبر أى سمك مساو من الكوارتز ضوء الصوديوم بمقدار ٥٢١٧٢ ، ولهذا السبب يؤخذ الدوران النوعي للبلورات كزاوية دوران لكل ١ مم من المسار .

تؤدي القياسات الدقيقة لقوة الدوران لمادة فعالة ضوئيا في مذيبات مختلفة غير فعالة إلى نازج تختلف فيما بينها اختلافا طفيفا . ولا يرجع الاختلاف إلى اختلاف المذيب فحسب بل وإلى اختلاف تركيز المادة الفعالة ضوئيا . ولقد وجد أن الدوران النوعي يعطى على نحو كاف بواسطة .

$$( ٧ - ٢٨ )$$

$$\rho = L + Md + Nd^2$$

حيث  $N, M, L$  ثوابت و  $d$  كمية المادة الفعالة في المحلول .



شكل ٢٨ - ١٥ : حود فرويوفر من محزوز  $G_1G_2$  مينا صورة الحيد  $S_1S_0S_{-1}$  في المسوى  $F'$  والمحزوز  $P_1P_2$  في مسوى الصورة  $I'$ .

وكما في البلورات ، تولد المواد الفعالة في المحاليل تقريبا دورانيا مشابها تماما لذلك الموضح للكوارتز في الشكل ( ٢٨ - ٢ ) ( ب ) . وكالتفريق العادي تماما توجد حالة خاصة للتفريق الشاذ الذي يمكن مشاهدته قرب أشربة الامتصاص في المواد العادية غير الفعالة ، ولهذا يكون التفريق الدوراني العادي حالة خاصة لتفريق دوراني شاذ معروف بوجوده عند أشربة الامتصاص في المواد الفعالة ضوئيا .

## ٢٨ - ١١ البصريات الموجية الحديثة

إن معظم المكتشفات التي ترجع إلى الخصائص الموجية للضوء ، الحيود والتداخل والاستقطاب ، تعود إلى ١٠٠ سنة سابقة فقط . وحتى بداية القرن العشرين ، تمت دراسة كل الظواهر الضوئية تقريبا بواسطة فرنل وفرونيوفر وهيجنز وآني واهرى وفوكولت وبونج وقلة أخرى . وتأخذ النظرية الموجية ، التي ترجع إلى حد كبير لفرنل ، في الحسبان كل مشاهداتهم بأدق التفاصيل .

ولقد وجدت هذه المبادئ الأساسية ، على مر السنين ، كثيرا من التطبيقات العملية في تطوير الميكروسكوبات والنظارات والبيروسكريبات والتلسكوبات ومقاييس التداخل .. إلى آخره ( ارجع إلى الباب ١٠ ) . ولقد أدت الدراسات التفصيلية لظاهرة الحيود في السنوات الأخيرة إلى تطوير عدد كبير من الأجهزة البصرية المفيدة . وبالرغم من صعوبة تفسير مبادئها الأساسية ، إلا أنه أمكن وصفها وصفا جيدا باستخدام الصورة الموجية للضوء . وثمة عرض موجز لهذه المكتشفات المشروحة شرحا وافيا باستخدام نظرية الكم والبصريات الكمية سيتم بيانه في الأبواب من ٢٩ إلى ٣٣ .

لنأخذ في الاعتبار تجربة نغزوز الحيود الموضحة في الشكل ( ٢٨ - ١٥ ) . نشعة أمواج أحادية اللون من حزمة ليزر متوازية ( انظر الباب ٣٠ ) أو من مصدر قوى ، خلال ثقب ضيق  $P$  ومرشح  $F$  وعدسة  $L_1$  ، تسقط عموديا على جسم مستو كما في الشكل . ويتأثر نغزوز الحيود  $G_1G_2$  والعدسة  $L_1$  على هذه الأمواج ، تنتج مجموعة حيود فرونيوفر حادة محددة المعالم تبدو كنقطة في مستوى صورة الحيود . وهذا هو المستوى البؤري الثانوي للعدسة  $L_2$  الذي يسمى أحيانا مستوى التحويل . حيث تتجمع هنالك الأشعة المتوازية القادمة من الحزوز المفتوحة للمحزوز . ومع ذلك ، تتجمع الأشعة المتفرقة من أى حز مثل  $G_1$  في بؤرة عند المستوى الترافقي عند  $I$  ، الذي تتكون عنده الصورة الحقيقية للمحزوز نفسه .

إذا كانت المسافة الفاصلة في المحزوز الموضح في الشكل ( ٢٨ - ١٥ ) من رتبة الطول الموجي ، ستكون النقطة فقط عند الصور المركزية أو قريباً منها عند ، نظراً لأن الرتب الأعلى للتداخل ستخطى العدسة  $L_2$  وتضيع بالتالي . وإذا كانت رتبة المسافة الفاصلة للمحزوز ١٠ أمثال الطول الموجي أو أكثر ، تصل الأشعة الجائدة معاً عند نقط مناظره لرتب الحيود المختلفة [ ارجع إلى الشكل (ب) ] . تعطى هذه الرتب بواسطة

$$( ٢٨ - ٨ ) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots$$

تناظر الزيادة في الترددات المكانية ( ذبذبات أو خطوط في كل سم ) في مستوى الصورة ( أو الجسم ) .

وبدلالة مركبات فورية ، تولد  $m =$  صفر إضاءة منتظمة في مستوى الصورة ، وتعديل  $m = \pm 1$  هذه الإضاءة بطريقة جيبيية عند التردد الأساسي المكافي الذي يسمى التوافقية الأولى . والتي تتميز بالمسافات الفاصلة بين خطوط المحزوز . وتناظر  $m = \pm 2$  التوافقية الثانية بضعف التردد المكافي في مستوى الصورة  $m = \pm 3$  ، التوافقية الثالثة .. وهكذا . فإضافة كل مركبة أعلى من مركبات فورية تؤدي إلى دقة الصورة ( ارجع إلى الفقرات ١٧ - ١ إلى ١٧ - ٣ ) ، بحيث تقترب من تفاصيل الجسم الأصلي .

وإذا نظرنا إلى النقط  $S_0, S_1, S_2, S_3$  .. كمصادر نقطية للموجبات الثانوية ، تكون مجموعة الحيود لها  $P_1P_2$  صورة حقيقية لمحزوز الحيود  $G_1G_2$  على مستوى الصورة . وبالنظر إليها بطريقة أخرى ، باعتبار أن الأمواج القادمة من العدسة  $L_1$  تجيد بواسطة محزوز الحيود وبعدئذ تجيد مرة ثانية بواسطة العدسة  $L_2$  ، ولهذا نظهر مجموعة حيود فريزل عند مستوى الصورة إذا لم تكن العدسة  $L_2$  موجودة وتكون مجموعة فرونيوفر في مالا نهاية .

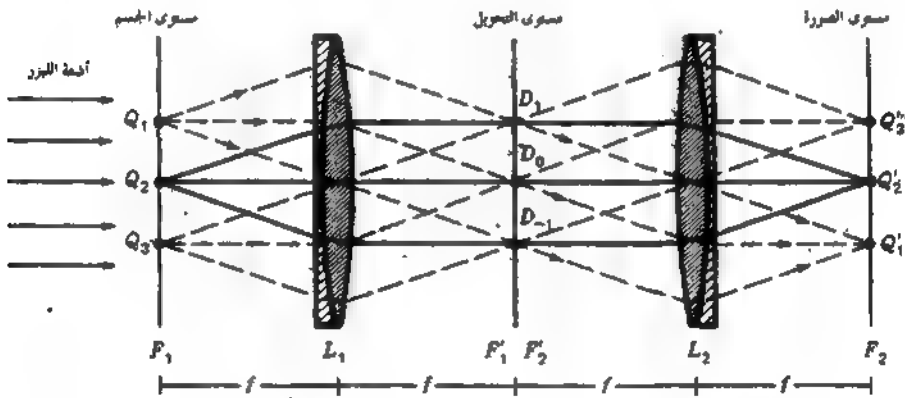
تناول آبي هذه المبادئ بالدراسة أولاً مقترنة بنظرية الميكروسكوب\* ( انظر الفقرة ١٥ - ١٠ ) تمثل العدسة  $L_2$  شبيبة الميكروسكوب ويمثل محزوز الحيود شريحة العينة المصاغة بالعدسة  $L_1$  والمنبع  $S$  تحت منضدة الميكروسكوب . وتتضح أهمية الدراسة التي قام بها آبي في اكتشافه أن شبيبة الميكروسكوب ذات الفتحة الواسعة تقدم تحليلاً أكثر عن الصغيرة ، نظراً لأنها تجمع هذب حيود أعلى رتبة من الأجسام الصغيرة في العينة .

\* H. Volkmann, Ernst Abbe and His Work, *Appl. Opt.*, 5:1720 (1966).

ولقد كان من المعتقد سابقاً أنه نظراً لأن حزمة الضوء تأتي من تحت المنضدة مارة خلال الجزء الأوسط من العدسة الشيعة ، فإن الفضاء المعتم خارج الحزمة والذي يظل داخل 'نبوة' الميكروسكوب لا يستخدم ولذلك تبقى العدسة ذات الفتحة الصغيرة بالعرض المطلوب .

## ٢٨ - ١٢ الترشيع المكافئ

لنأخذ الآن في الاعتبار مجموعة ضوئية مهيأة تتركب من عدستين متماثلتين تماماً المسافة الفاصلة بينهما تساوى ضعف البعد البؤرى لأى منهما ( انظر الشكل ٢٨ - ١٦ ) . نظر لأن كل عدسة لها مستوى بؤرى أصلى ومستوى بؤرى ثانوى فإن هذا يقسم المجموعة إلى ٥ مناطق تفصل بينها مسافات متساوية مستوى جسم  $F_1$  وعدسة  $L_1$  ومستوى تحويل  $F_1F_2$  وعدسة  $L_2$  وأخيراً مستوى صورة  $F_2$  . وتسقط من جهة اليسار حزمة متوازية من أشعة الليزر .

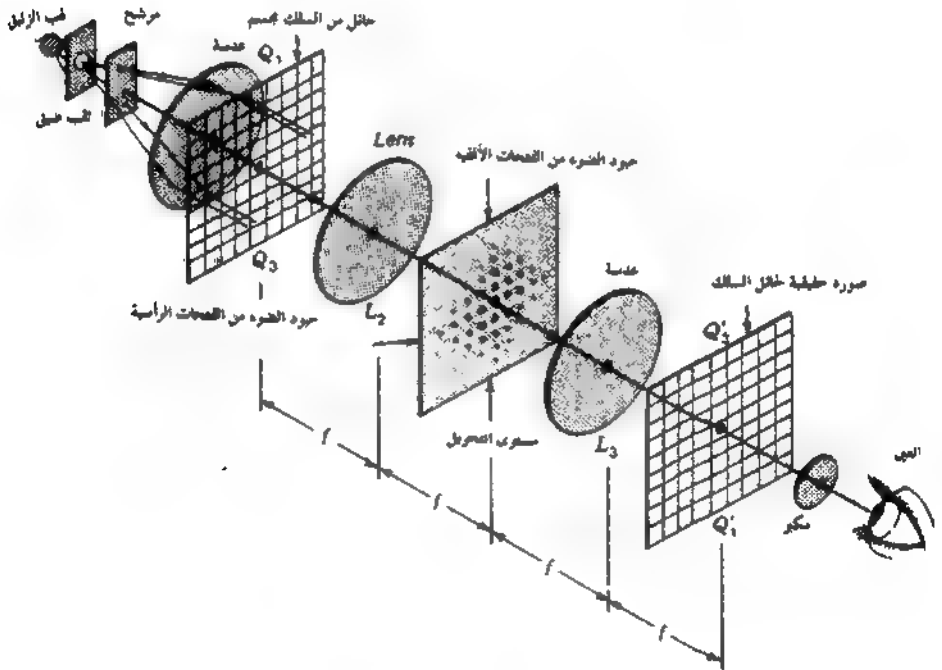


شكل ٢٨ - ١٦: عدسات متماثلة خالية من الميوب تكون مجموعة ضوئية تسمح بالترشيح المكافئ يعرف هذا الجهاز باسم الحاسب الضوئى .

تمر حزمة الأشعة المتفرقة من نقط الجسم  $Q_3, Q_2, Q_1$  كحزم متوازية من العدسة  $L_1$  لتصل إلى  $L_2$  كحزم متوازية ويمرورها خلال  $L_2$  تتجمع صورها الحقيقية في نقط  $Q'_1, Q'_2, Q'_3$  على الترتيب . وإذا نظر إلى  $Q_3, Q_2, Q_1$  كحزوز في محزوز الحيود [ أنظر الشكل ( ٢٨ - ١٥ ) ] فإن حزم الأشعة المتوازية من المحزوز تكون مجموعة حيود فرونهور على المستوى البؤرى الثانوى  $F_1$  ( أنظر الشكل ١٧ - ٣ ) .

يسمى الشكل (٢٨ - ١٦) حاسب ضوئي . إذ يجيد (يتزاحم) الجسم بواسطة النصف الأول للمجموعة ويجيد مرة ثانية (لا يتزاحم) بواسطة النصف الثاني للمجموعة\*. نحن الآن مستعدون لإدخال عوائق في مجموعة الحيود لمستوى التحويل لتعرض المظاهر المختلفة للجسم ومن ثم تمنعها من الوصول إلى مستوى الصورة النهائي . وتعرف هذه العملية باسم الترشيح المكافئ.

وليبيانه خذ في الاعتبار الايضاح العمل الموضح في الشكل (٢٨ - ١٧) ، مستخدماً حزمة ليزر أو مصدرأ نقطياً وعدستين من نوع جيد ، البعد البؤري لكل منهما حوالي ١ متراً . وباستخدام شبكة مربعة من السلك أو أى نسج مماثل كجسم ، ستكون مجموعة الحيود عند مستوى التحويل بمثابة مجموعة ثنائية الأبعاد تفصل بين



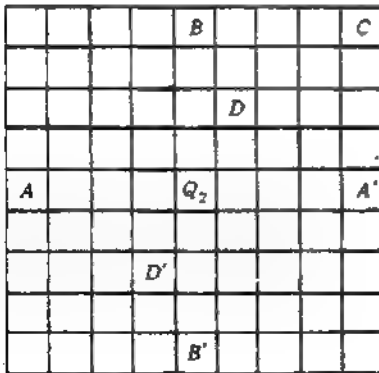
شكل ٢٨ - ١٧ . تجربة عملية على الترشيح المكافئ - حاسب ضوئي يحاكي على هيئة شبكة من الأسلاك كجسم .

\* بدلالة الرياضيات المتقدمة ، تكون مجموعة الحيود بمثابة تحويل فورييه ثنائي الأبعاد لجسم ثنائي الأبعاد . والصورة الحقيقية عبارة عن تحويل لمجموعة الحيود . وبإهمال عوامل القياس ، فإن تحويل فورييه لتحويل فورييه يكون عبارة الدالة الأصلية . ولقد عولج تحويل فورييه في الفقرة (١٢ - ٦) .

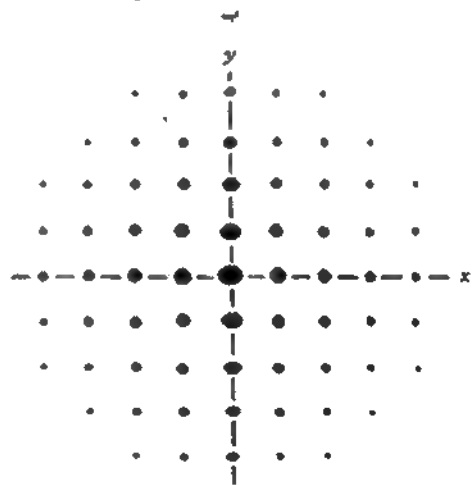
نقطتها مسافات متساوية ، بينما ستكون الصورة الحقيقية عند مستوى الصورة مماثلة لتلك التي على الحائل ، مقلوبة كما في الشكل ( ٢٨ - ١٨ ) .

نضع الآن شقا ضيقا عند مستوى التحويل ونديره حول محور المجموعة حتى يحول الخط الرأسى إلى نقط ، وعندئذ ترى عين المشاهد الأسلاك الأفقية من الحاجز ، دون أدنى إشارة للأسلاك الرأسية وبدوران الشق بحيث ينفذ الصف الأفقى من النقط ، عندئذ ترى الأسلاك الرأسية فقط . ودوران الشق  $٥٤٥^\circ$  أو بأى زاوية أخرى تمر صفوف أخرى من النقط يعد جزءا من التجربة ينبغي القيام به لتقييم دوره .

إذا وضع حاجز به ثقب دائرى صغير فى المركز على مستوى التحويل ، نمر فقط النقط المركزية خلاله ، سيبين حائل الصورة فقط مجالا مضيقا إضاءة منتظمة . وإذا أعد عدد من الحواجز بها ثقوب صغيرة ، لأمرار مجموعات معينة من النقط الموزعة بالمائل ونمنع الأخرى ، فإن بعض المعلومات المهمة يمكن ملاحظتها فى الصورة . فمثلا ، عند جعل الشق فى وضع أفقى مار بالمركز ، تحتجب النقطتان  $m = \pm 1$  وتتغير المجموعة المشاهدة إلى مجموعة أسلاك رأسية المسافات الفاصلة بينها نصف المسافات العادية . توضع هذه التجارب العلاقة بين الصفوف ومجموعات الفتحات فى الجسم ، مركبات فورية فى



حائل الجسم أو الصورة



مستوى التحويل

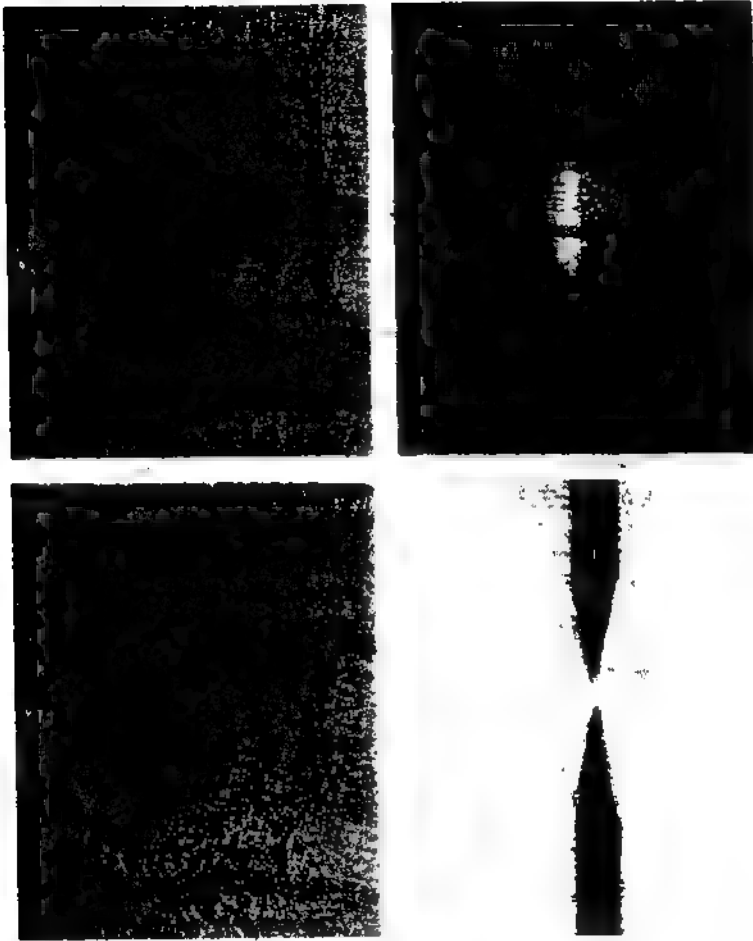
شكل ٢٨ - ١٨ . شكل العلاقة المتبادلة بين حائل الجسم أو الصورة أو حائل التحويل للفرص المبين فى الشكل ( ٢٨ - ١٧ ) :

مستوى التحويل ، وما يمكن رؤيته في مستوى الصورة النهائية ، ويتيح علم البصريات الحديثة استخدام التقنيات الأكثر تقدماً للأجزاء التي يتم حجزها من مجموعة حيود جسم لتغيير صفة الصورة .

وثمة مثال رائع للترشيح المكافئ موضع في الشكل ( ٢٨ - ١٩ ) . هنا يتكون المونتاج الفوتوغرافي لسطح القمر من عدة لقطات أفقية في فيلم مضسومة معا . تنقل اللقطات إلى الأرض بواسطة لونر - ١ المدارية أثناء دورانها حول القمر . توضع هذه الصورة في مستوى الجسم للشكل ( ٢٨ - ١٦ ) واللوح الفوتوغرافي عند مستوى التحويل . عند كشف مستوى التحويل وطبعه ، يمكن الحصول على صورة فوتوغرافية شبيهة بتلك الموضحة في الشكل (ب) . ويكون القمر ككل مجموعة الحيود المرقشة والخطوط المنتظمة البعد بين اللقطات المتجاورة في المجموعة المنقطة الرأسية غير الواضحة .

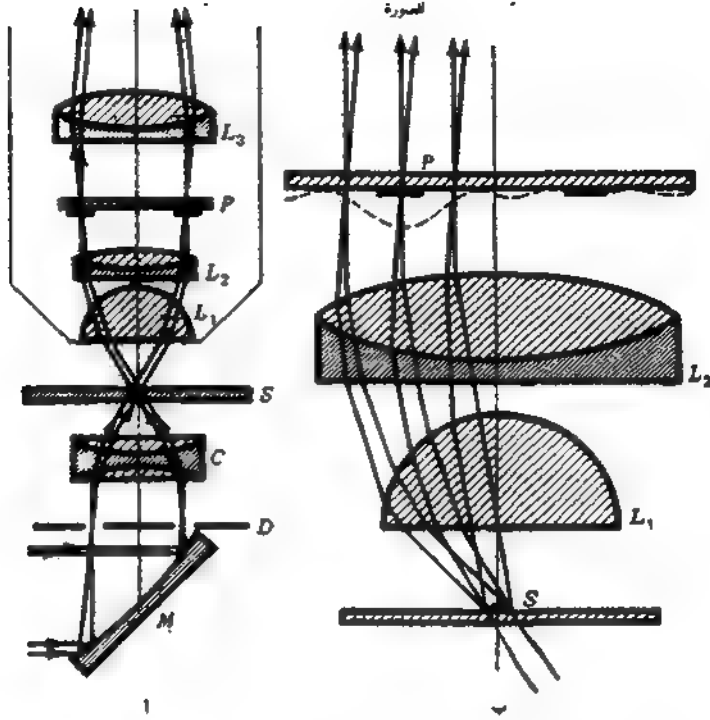
عندئذ يثبت عائقان ضيقان ، يدوان مظلمين في الصورة (s) ، في مستوى التحويل لحجب ومنع مجموعة النقاط ، ومن ثم منع كل الرتب الأعلى من الوصول إلى الصورة النهائية على اللوح الفوتوغرافي عند  $F_2$  . تصل الأشعة الضوئية المارة بهذين العائقين إلى جميع نقاط الصورة النهائية ، وبذلك تؤدي إلى صورة كاملة مع إشارة خفيفة للخطوط الأفقية في المونتاج الأصلي .

تمت الصور الفعلية في الشكل ( ٢٨ - ١٩ ) في معامل الدفع النفث في باسادينا . يتكون مصدر الضوء في الحاسب الضوئي من شريحة ميكروسكوب  $\times 2$  وثقوب دائري  $10 \mu$  ميكروم يستخدم كمرشح لأي ضوء مكانية عشوائية من حزمة ليزر تصدر ضوءاً طول موجته  $6328 \text{ \AA}$  أنجستروم ( انظر الشكل ٣١ - ١٩ ) . وثمة فراغ هوائي مزدوج يتولى تحويل الحزمة المتفرقة إلى حزمة متوازية قطرها  $15 \text{ سم}$  تفلطح صدر الموجة فيها  $\lambda/4$  . عدسة التحويل  $L_1$  ، في الشكل ( ٢٨ - ١٦ ) ، وكذلك عدسة التحويل الثاني  $L_2$  متماثلتان تماماً وموضوعتان بالتماثل حول مستوى التحويل . وبصفهما كزوج متحد البؤرة  $2$  تصوران مجالا  $10 \times 10 \text{ سم}$  من مستوى الجسم لـ  $L_1$  إلى مستوى الصورة لـ  $L_2$  ، مع تحليل يساوي  $100$  زوج من الخطوط لكل ملليمتر . تكون هاتان العدستان جيلتا النوع مصممتين لضوء طول موجته  $6328 \text{ \AA}$  أنجستروم ولكي يكون لهما مستوى صورة مفلطح غير مشوه . ولكل عدسة  $5$  عناصر مفرغة الهواء في وعاء للعدسة قطره  $28 \text{ سم}$  وطوله  $63 \text{ سم}$  وكتلته  $115 \text{ كجم}$  .



شكل ٢٨ - ١٩ : (أ) مونتاخ لونز المدارية لسطح القمر . (ب) مجموعة حيود فروتووفر للمونتاخ (ب) تم عملها في مستوى التحويل للحاسب الضوئي . (د) شكل العائق المستخدم لترشيح مجموعة النقط الرأسية في (ب) . (ج) صورة مستوى الصورة تم عملها بالمرشح (د) في مستوى التحويل ، غالبا ما يتم استبعاد خطوط المونتاخ الأفقية . لاحظ مجموعة الحلقات المركزية للجبال في (أ) و (د) ، مما يوحي بتصادم ينزك عملاق مع القمر فيما مضى ( يتصرخ من

*David Norris and Thomas Bicknell, Jet Propulsion Laboratory,  
California Institute of Technology.*

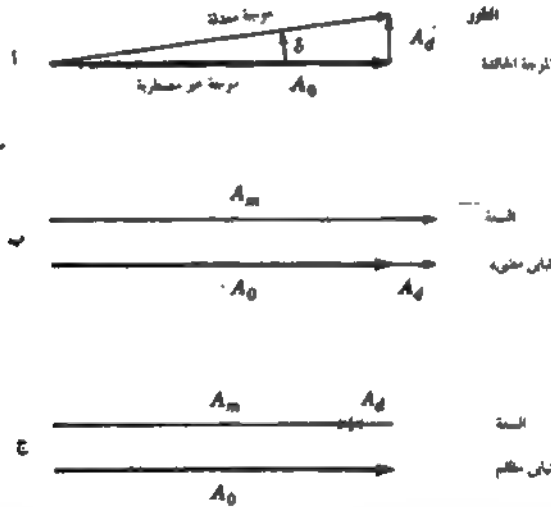


شكل ٢٨ - ٢٠ : المكونات الضوئية لميكروسكوب متباين الطور

### ٢٨ - ١٣ الميكروسكوب المتباين الطور

تكتشف العين الآن أى اختلافات في السعة عن طريق تغيرات الشدة ، ألا أنها غير قادرة على رؤية أى تغيرات في الطور بطريقة مباشرة . ولهذا ، طالما أن الأجسام على شريحة الميكروسكوب تكون ملونة ، معتمة ، أو ماصة ، فإنه يمكن رؤيتها في الصورة . ومع ذلك ، إذا كانت شفافة ومختلفة قليلا عما يحيط بها في معامل انكسارها أو سمكها ، سيتعذر رؤيتها . وبالرغم من ذلك يكون يمكننا تحويل التغيرات الناتجة في الطور بواسطة مثل هذه الأجسام إلى تغيرات في السعة في الصورة النهائية . ويعمل بهذه الكيفية

ما يسمى بالميكروسكوب المتباين الطور ، الذى ابتكره زيرنايك\* عام ١٩٣٥ م .  
 وبين الشكل ( ٢٨ - ٢٠ ) كيف تم عمل هذا . فى الجزء (أ) تم توضيح الجزئين الرئيسيين اللذين تمت إضافتهما إلى الميكروسكوب العادي . لوح الطور  $P$  والحاجز الخلقى  $D$  . يوضع الأخير أمام المستوى البؤرى الأمامى للعدسة المكثفة ، تحت المفصلة ، وتركز صورة مصدر الضوء على  $D$  بواسطة المرآة المقعرة  $M$  . لذلك يضاء الجسم على الشريحة بواسطة مخروط أجوف من ضوء متوازي . إذا لم يوجد حيود بواسطة الأجسام على الشريحة ، فإن هذا الضوء يركز فى بؤرة مرة ثانية بواسطة العدستين الأولتين للشريحة  $O$  لتكوين صورة  $D$  على لوح الطور  $P$  .  
 يرى لوح الطور هذا كما لو كان عند مستوى التحويل للجسم . والشكل النموذجي له



شكل ٢٨ - ٢١ : رسوم المجهزات للأمواج عند مستوى التحويل لعدسة شريحة في الميكروسكوب المتباين الطور : (أ) أطوار نسبية للأمواج التى تصل إلى لوح الطور ، وسعات الأمواج التى تمرر لوح الطور (ب) تباين مضاء (ج) تباين مظلم مضاء .

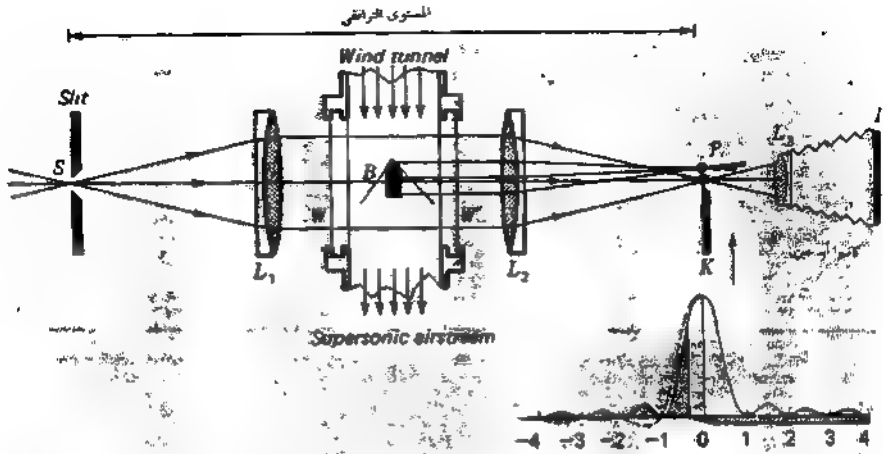
\* ف. زيرنايك ( ١٨٨٨ - ١٩٦٦ ) . أستاذ الفيزياء فى جامعة جرونينجن ، هولندا . منح فى عام ١٩٥٣ جائزة نوبل لاكتشافه مبدأ تباين الطور . ولزيد من القراءة ارجع إلى :

يتكون من لوح زجاجي مبخر عليها طبقة دائرية من مادة شفافة إلى سمك معين يزيد المسار الضوئي بمقدار ربع طول موجة الضوء الأخضر . يكون حجم هذه الحلقة المعوقة بحيث تلائم صورة D .

لفرض أن جسما شفافا صغيرا على الشريح بسبب تخلفا في طور الضوء النافذ خلاله بزاوية صغيرة  $\delta$  ، بالنسبة إلى طور الضوء غير المضطرب النافذ من أجزاء الشريحة غير المحجوبة [ انظر الشكل ٢٨ - ٢١ (أ) ] . يمكن بسهولة بيان أن إزاحة صغيرة في الطور من هذا النوع تنتج موجة معدلة ، تعطي بمجموع الموجة غير المضطربة والموجة الحادثة الجديدة المتخلفة في الطور بمقدار  $\pi/2$  تقريبا . تتميز هذه الموجة المتخلفة بتركيب مكافئ متغير ولهذا ستكون مجموعة حيود عريضة نسبيا ومعقدة عند مستوى التحويل P . وللتبسيط ، تم تمثيل هذه كمجموعة حيود فتحة ضيقة واحدة في الشكل [ ٢٨ - ٢١ (ب) ] . معظم الضوء في هذه الموجة الحادثة سيخطئ لهذا الحلقة الدائرية . ولن نحدد الموجة غير المضطربة وستم فقط خلال الطبقة الدائرية الأكثر سمكا ، حيث تعافى تخلفا في الطور قدره  $\pi/2$  بالنسبة للضوء الحائد . ولهذا يعمل لوح الطور على جعلهما في طور واحد ، مع زيادة ناتجة في الشدة عند النقطة المناظرة للصورة النهائية [ انظر الشكل ٢٨ - ٢١ (ب) ] . وعندئذ يتم جعل الجسم المسبب للحيود مرئيا بما يسمى التباين السالب أو المضيء .

ويصنع لوح الطور الحلقي ، للتباين الموجب أو المظلم أقل سمكا لكي يتقدم الضوء المباشر في الطور بالنسبة للضوء الحائد . ويكون التداخل عند الصورة هدميا ويكون الجسم مظلمًا [ انظر الشكل ٢٨ - ٢١ (ج) ] . وللحصول على نتائج أفضل ، يرسب عادة غشاء رقيق معدني على الجزء الحلقي للوح الطور لجعله ماصا ، وإلا كان الضوء غير المضطرب من القوة بالنسبة للضوء الحائد بحيث لا يكون التداخل الهدمي تاما بلدرجة كافية .

لهذا يكون من الواضح أن إدخال تغيرات في الطور في مستوى ، التحويل ، أي ، في المستوى الورى الخلفي للعدسة الشيئية ، يمكن جعل جسم ما مرئيا عندما يؤثر على الحزمة النافذة من ناحية تغيير مسارها الضوئي فقط ، على شرط أن مثل هذا الجسم ينتج مجموعة حيود .

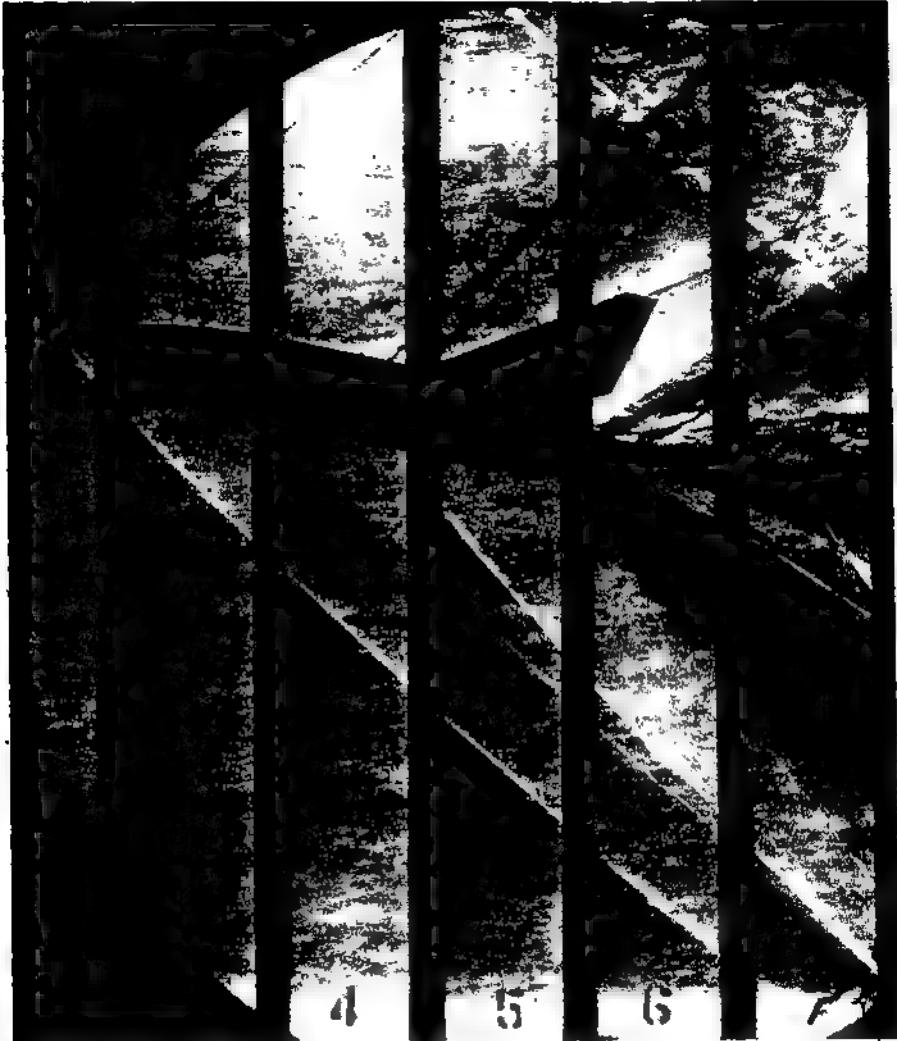


شكل ٢٨ - ٢٢ : بصريات شلين لدراسة المقذوفات والنفق الهوائي لقوى البصريات : (أ) مجموعة عدسات متماثلة (ب) مجموعة حيود فرويهوفر للفتحة ضيقة واحدة .

#### ٢٨ - ٢٤ : بصريات شلين .

هذه طريقة طورت أساساً لمشاهدة أمواج الصدمة التي تنشأ حول رصاص المقذوفات والسطوح الانسيابية للطائرات النفاثة عندما تعبر هذه الأجسام بسرعة تفوق سرعة الصوت .

دعنا نسمي نظاماً لعدسات متماثلة لمشاهدة مجموعة حيود فتحة ضيقة واحدة كما في الشكل (٢٨ - ٢٢) . باستخدام مصدر ضوء أحادي اللون أمام الفتحة تشاهد مجموعة حيود فرويهوفر للفتحة الضيقة عند المستوى التراقي  $P$  ( انظر الشكل ١٥ - ٤ ) . ندخل الآن بين العدستين المتماثلتين نفقا هوائيا ، في مركزه يثبت جسم ساكن يحدث عنده الحيود مثل طلقة بدقية أو رقيقة معدنية من نموذج طائرة نفاثة . عندما يمر نيار هوائي فوق صوتي بهذا الجسم ، تنشأ أمواج الصدمة حوله ، ويتغير معامل انكسار الهواء تعا لفروق الضغط في المناطق المختلفة . تؤدي هذه التغيرات إلى مجموعات حيود تتكون بواسطة  $L$  على المستوى  $P$  .



شكل ٢٨ - ٢٣ : صورة شلين لأمواج الصدمة فوق الصوتية حول مكوك ( بصريخ من

*C. M. Jackson and Roy V. Harris, NASA, Langley Research Center, Hampton, Va.)*

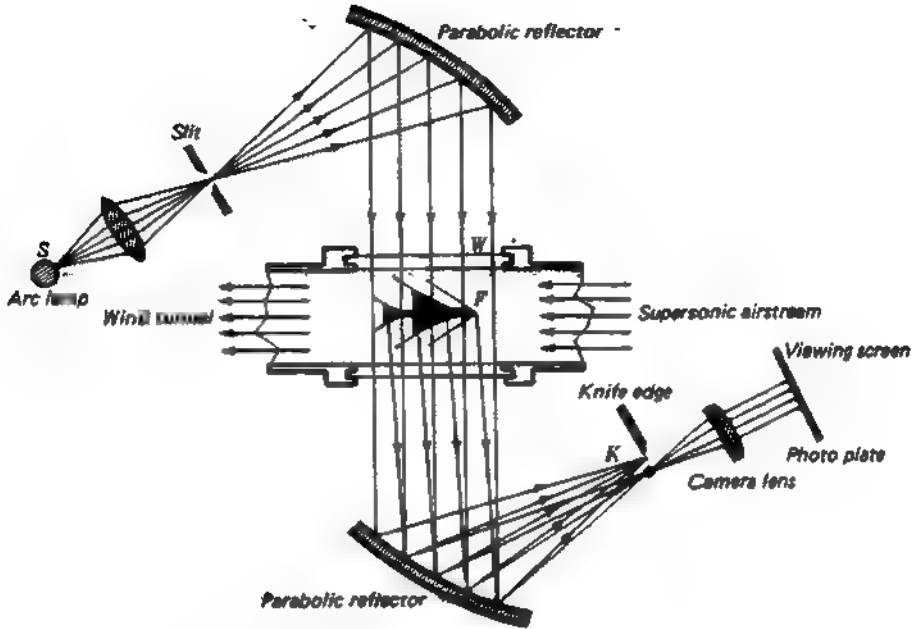


FIGURE 28X  
Schlieren optics using concave parabolic mirrors.

تثبت حافة سكين K موازية للفتحة الطويلة الضيقة s في مستوى صورة الجيود وترفع ببطء بواسطة لولب الميكرومتر . عندما نغير الحافة الحادة مركز مقطع مجموعة الجيود العالي الشدة [ انظر الشكل (ب) ] ، يحتجب النصف الأسفل للمجموعة فلا يصل إلى آلة التصوير أو عين المشاهد . وقبل اختفاء النهاية العظمى المركزية ( ضوء رتبته الأصفر ) يصبح مجال الرؤية مظلماً نسبياً ( نسمى أحيانا حالة الأرضية المظلمة ) ، وتصبح أمواج الصدمة مرئية . التغيرات في الطور بين الرتب العالية للتداخل على جانب واحد ، موضحة في الشكل (ب) بخطوط منقطعة ، تنتج تداخلاً بنائياً وتداخلاً هدامياً ( انظر الشكل ٢٨ - ٢٣ ) .

يجب أن تكون العدسات ونوافذ النفق للهواء لجهاز شليرون في الشكل ( ٢٨ - ٢٢ ) من أجود الأنواع التي يمكن الحصول عليها ، إذ أن أي عيوب في سطح الزجاج

أو نقص في كثافة الزجاج ستكون مرئية بوضوح في مجال الرؤية . وبالرغم من أن العدسات يمكن تصحيحها بالنسبة للزيغ اللوني ، فإن تأثيرات الرتبة الثانية تكون متعبة ، ولقد استخدمت في السنوات الأخيرة مرايا سطوحها العاكسة الأمامية من الفضة ( انظر الشكل ٢٨ - ٢٤ ) .

جهاز شليرن ذو المرايا يستخدم مرايا دقيقة الصنع على شكل قطوع مكافئة ، ويمر الضوء كحزمة متوازية خلال النفق الهوائي عمودية على الألواح الزجاجية . تصقل هذه الألواح صقلاً جيداً لتصبح مستوية إلى حد يقل عن طول موجي واحد للضوء ولتسبب أقل اضطراب ممكن في الصورة النهائية ، والنتيجة ظهور عدد من مجموعات شليرن الملونة .

## مسائل

- ٢٨ - ١ استخدم لوح كوارتز مقطوع عمودياً على المحور الضوئي ليدبر الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً خلال بزاوية قدرها  $٥٩.٠$  . إذا كان طول موجة الضوء الأخضر المستخدم هو (  $٥٤٦١$  أنجستروم ) فأوجد سمكه [ الإجابة  $٣.٥٢٤$  م ]
- ٢٨ - ٢ أوجد سمك لوح من الكوارتز ، مقطوع عمودياً على المحور الضوئي ، الذي يدبر الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً طول موجية  $\lambda = ٥٠٨٦$  أنجستروم بزاوية  $٥٧٢.٠$  .
- (ب) ارسم مياتيا حل صفحة كاملة الدوران النوعي للكوارتز للأطوال الموجية في المدى من  $٤٠٠٠$  إلى  $٧٠٠٠$  أنجستروم [ انظر الشكل ٢٨ - ٢ (ب) ] . (ج) مستخدماً هذا الرسم ، أوجد أى الأطوال الموجية ستخفى إذا أرسل الضوء المستقطب استقطاباً استوائياً خلال هذه البلورة وأن الضوء يختبر بواسطة مطياف . افترض أن المستقطب يكون موازياً للمحلول .
- ٢٨ - ٣ احسب قيم  $B_A$  في معادلة كوشى للتفريق الدوراني مستخدماً القيم المعطاة في الجدول (  $٢٨ - ١$  )  $2(١ - ٢٨) = ٥٠٨٦$  و  $٥٨٩٣$  أنجستروم .
- ٢٨ - ٤ ينكسر ضوء بفسجي طول موجته  $٣٩٦٨$  أنجستروم بمنشور من الكوارتز زاويته  $٥٦.٠$  مقطوع بحيث يوازي محوره الضوئي القاعدة . أوجد الزاوية بين الشعاعين

المستقيمين اسقاطيا دائريا يمينيا ويساريا عندما يكون الانكسار في وضع النهاية الصغرى أو قريبا منه [ انظر الجداول (٢٦ - ١) و (٢٨ - ١) ]  
الإجابة : ٣٢ ثانية من القوس أو ٥٠,١٠١ [

٢٨ - ٥ قضيب من الكوارتز طوله ٥,٦٣٩ سم مقطوع من بللورة صقل طرفاه بحيث يكونا عموديين على المحور الضوئي . وضع القضيب بعدئذ في مكشاف اسقاطات ( بولاريسكوب ) مستقطبة وحمله متعامدان ، ثم اسقط على المجموعة ضوء أبيض . يشاهد الضوء النافذ في مطياف (أ) استخدم ورقة رسم بياني كاملة (  $\frac{1}{8}$  بوصة  $\times$  ١١ بوصة ) وارسم منحنى العلاقة في مدى الأطوال الموجية ٤٠٠٠ إلى ٧٠٠٠ أنجستروم ، (ب) أى الأطوال الموجية كما يمكن قراءتها من الرسم البياني ستختفي من المطياف ؟ ما (ج) أقل و (د) أكبر دوران يمكن أن تتضمنه الأطوال الموجية المختفية ؟

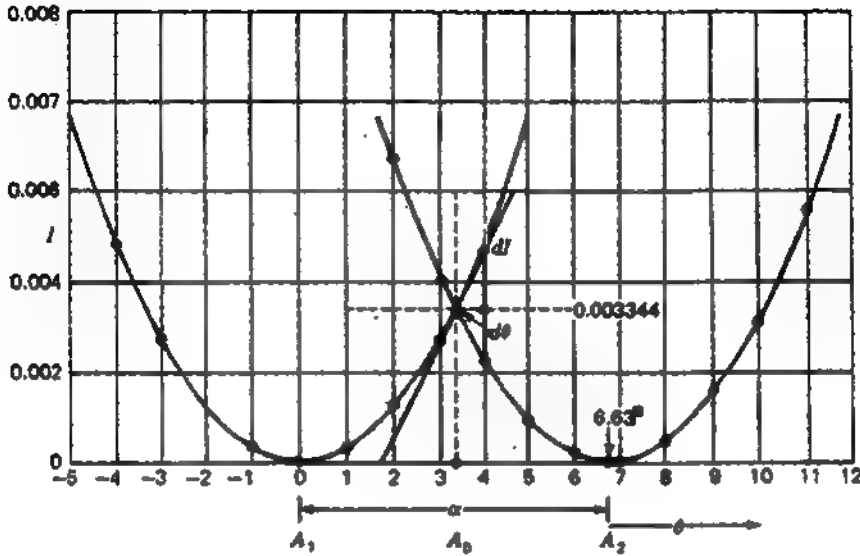
٢٨ - ٦ يسقط ضوء مستقطب اسقاطيا استوائيا عموديا على لوح من الكوارتز متوازي السطحين مقطوع بحيث يميل محوره الضوئي بزاوية ٥٥° على العمود كما في الشكل ( ٢٨ - ٨ (ج) ) (أ) مستخدما نسبة المحاور المعطاة في الفقرة ( ٢٨ - ٨ ) ارسم بيانيا أشكال الاهتزازة في الحزمتين المنكسرتين R<sub>EL</sub>O . (ب) إذا كان سمك اللوح بحيث ينتج فرقا في الطور قدره ٩٠° بين هاتين الحزمتين ، أوجد من التركيب البياني شكل الاهتزازة المحصلة للضوء النافذ .

٢٨ - ٧ عند قياس الدوران الناتج بواسطة محاليل سكر ، لم تكن الدقة التي تم الحصول عليها باستخدام نقطة انعدام الشدة العادية بمحلل كافية . وتم الحصول على نتائج أحسن بملاءمة شدة محاليل متجاورين ناقلين من تبديل المستقطب بحيث يعطى حزمتين مستقيمتين اسقاطيا استوائيا بينهما زاوية صغيرة . تدارس فعل مثل هذا الجهاز برسم شدات المجالين لدورة كاملة للمحلل خذ  $\alpha = ٩٠^\circ$  .

٢٨ - ٨ ماذا يجب أن تكون عليه الزاوية  $\alpha$  في المسألة ٧ يمكن قياس دوران قدره واحد دقيقة من القوس ، بفرض أن العين يمكن أن تكشف ٢٪ من الفرق في الشدة في مجالين ؟

[ الإجابة :  $\alpha = ٦,٦٥٩^\circ$  ( انظر الشكل ٢٨ - ٨ مسائل ) ]

٢٨ - ٩ محلول غير معلوم من المتوقع أن يحوى على جلوكوز يسارى ولا يحوى على أى مادة أخرى فعالة ضوئيا . إذا أدار طول من هذا المحلول قدره ١٥ سم ضوء الصوديوم بمقدار ٢٥,٦° ، في درجة تركيز الجلوكوز اليسارى ؟  $[M] = ٥١,٤$  للجلوكوز اليسارى .



الشكل ٢٨ - ٨ مسائل : رسم تفصيل للمسألة ٢٨ - ٨

[الإجابة : ٣,٢٠ جم/لتر]

٢٨ - ١٠ أذيب ١٤,٥ م من السكروز في الماء ليغطي ٦٠ سم<sup>٣</sup> من الغلول . عند وضع هذا في أنبوبة بولاريمتر طولها ١٥ سم ، أدارت مسرى استقطاب ضوء الصوديوم نحو اليمين بمقدار ٠,١٦,٨ . أوجد الجزء في العينة الذي ليس سكروز [للسكروز  $[\alpha] = ٠,٦٦,٥$ ]

٢٨ - ١١ محرز نفاذ به ٤٠٠ جزء في السنتيمتر وضع مسرى الجسم في حاسب ضوئي . كل من العدستين بعدها البؤري ١٠٠ سم . إذا استخدم ضوء ليزر طول موجته ٦٩٤٣ أنجستروم ، أوجد المسافة الفاصلة بين النقط عند مسرى التحويل [الإجابة ٢,٧٧٧ م]

٢٨ - ١٢ شبكة مربعة من سلك أو نسيج معدني مماثل نحوي على ٣٠ سلكاً في السنتيمتر وضعت بكل طريقة في مسرى الجسم في حاسب ضوئي . إذا كان البعد البؤري للعدسات ٩٠ سم وطول موجة ضوء الليزر ٦٣٢٨ أنجستروم ، أوجد المسافة الفاصلة بين النقط عند مسرى التحويل

ج

[الإجابة : ١,٧٠٩ مم]

٢٨ - ١٣ صنع منشور كورنو زاويته  $60^\circ$  من بلورات كوارتز يمينية ويسارية . انظر الشكل ( ٢٨ - ١٠ ) . يسقط على الوجه اليساري ضوء معززي طول موجته ٣٩٦٨ أنجستروم ، حتى أن الشعاع المنكسر العلوي ينقل في المنشور على طول المحور الضوئي تماماً . افرض أن معاملات الانكسار هي تلك المعطاة في الجدول ( ٢٨ - ٢ ) . أوجد (أ) زاوية سقوط الضوء غير المستقطب على السطح AC ، (ب) زاوية انكسار الشعاع العلوي عندما يترك سطح المنشور AD . أوجد (ج) زاوية انكسار الشعاع السفلي عندما يترك السطح AC ، (د) زاوية سقوط الشعاع السفلي على السطح AB ، (هـ) زاوية انكسار الشعاع السفلي عند السطح AB و (ز) زاوية انكسار الشعاع السفلي عند السطح AD . استخدم حاسباً له ٩ أو ١٠ حالات .



الجزء الثالث

البصريات الكمية

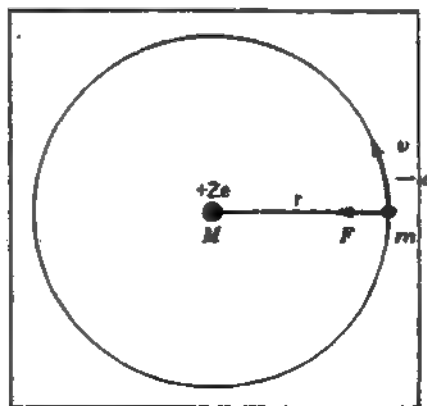


# الفصل التاسع والعشرون

## كمات الضوء ونشأتها

لاحظنا في الباب ٢١ ، عن مصادر الضوء وأطيافها ، أن الجوامد والغازات عند تسخينها إلى درجات حرارة مرتفعة تعد مصادر الضوء الرئيسية التي صنعها الإنسان وتعد الحالة المتأينة ( البلازما ) لشمسنا والنجوم البعيدة ، عند درجات الحرارة المرتفعة بالتأكيد أبرز المصادر الضوئية في الكون . وحقيقة أن أكثر النجوم البراقة تشع نفس الأطياف التي نشاهدها في معاملنا هي الدليل المباشر على أن الضوء في كل أرجاء الكون يأتي من نفس العناصر الكيميائية التي نجدها على الأرض .

ونشأة الضوء من داخل جسيمات الغاز والسوائل والجوامد تشبه نشأتها من داخل الذرات المنفردة من عدة أوجه . وبالرغم من أن العمليات مفهومة بدرجة مقبولة ، إلا أن كثيراً منها شديد التعقيد . ونأخذ وقتاً ونفسح مكاناً في هذا الباب لنعطى فقط موجزاً مختصراً للمفاهيم الحالية عن نشأة الضوء من داخل الذرات ، وسنرى في الباب التالي كيف نستخدم هذه المفاهيم لتوضيح السمات الرئيسية لليزر .



شكل ٢٩ - ١ : الشكل المتعارف لذرة الهيدروجين تبعاً لنظرية بوهر ( ١٩١٦ )

## ٢٩ - ١ ذرة بوهر

توطد تاريخيا التركيب الذرى والجزيئى لكل العناصر الكيماوية المعروفة تقريبا خلال الثلاثين عاما الأولى من القرن العشرين . أصبحت معلومة خلال ترسيخ نظرية الكم والعلاقات المختلفة الموجودة بين ترددات أمواج الضوء التى تشعها [انظر الأشكال (٢١ - ٨) و (٢١ - ١٠)].

يعد نموذج بوهر للذرة الهيدروجين نقطة بداية منطقية لأى تمثيل نظامى للتركيب الذرى\* لأن علاقات الطاقة المستنتجة فى نظرية بوهر أساسية فى فهم نظرية الكم .

تبعا لبوهر، تتركب ذرة الهيدروجين من الكترون واحد كتلته  $m$  وشحنته  $-e$  يدور كأى كوكب فى مدار دائرى حول نواة موجبة الشحنة كتلتها  $M$  وشحنتها  $+Ze$  ( انظر الشكل ٢٩ - ١ ) . أعدد الذرى  $Z$  يساوى واحد للهيدروجين . وتبعا للقوانين الكلاسيكية فى الالكتروديناميكيا ، تكون حركة الالكترون محكومة بالمعادلة :

$$m \frac{v^2}{r} = k \frac{Ze^2}{r^2} \quad (٢٩ - ١)$$

قوة الجذب الكهروستاتيكى = القوة الطاردة المركزية

اختار بوهر هذه العلاقة لتكون بمثابة الفرض الأول له ثم أدخل نظرية الكم . وينص فرضه الثانى على أن كمية التحرك الزاوية للإلكترون  $mvr$  يبنى أن تساوى دائما عددا صحيحا من وحدات  $h/2\pi$

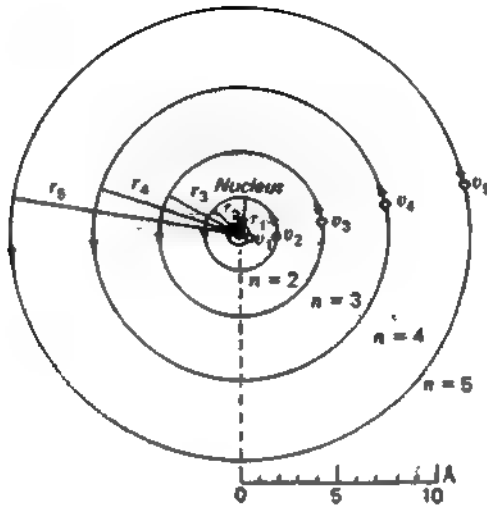
$$mvr = n\hbar \quad (٢٩ - ٢)$$

حيث  $m$  كتلة الالكترون ،  $\hbar$  ثابت بلانك الفعال (  $h$  مقسومة على  $2\pi$  ) ، أدخله بلانك عام ١٩٠٥ لأول مرة فى استنتاج قانون الاشعاع الحرارى ، و  $n$  عدد صحيح يسمى عدد الكم الرئيسى .

\* N. Bohr, *Phil. Mag.*, 26:1 (1913); L. M. Rutherford, *Phil. Mag.*, 21:669 (1911).

ولدراسة أولية للتركيب الذرى والاطياف الذرية إرجع إلى

Harvey E. White, "Modern College Physics," 6th ed., D. Van Nostrand Company, New York, 1972. ولدراسة تفصيلية إرجع إلى Harvey E. White, "Introduction to Atomic Spectra," McGraw-Hill Book Company, New York, 1934.



شكل ٢٩ - ٢ : مدارات بوهر الدائرية للذرة الهيدروجينية

$$\begin{aligned}
 m &= 9.10959 \times 10^{-31} \text{ كجم} & e &= 1.602192 \times 10^{-19} \text{ كولوم} \\
 h &= 6.62627 \times 10^{-34} \text{ جول ثانية} & \hbar &= 1.054592 \times 10^{-34} \text{ جول ثانية} \\
 k &= 8.98755 \times 10^9 \text{ نيوتن م. كولوم}^{-2} & Z &= 1 \text{ العدد الذري للهيدروجين} \\
 n &= \dots, 4, 3, 2, 1
 \end{aligned}$$

يعني هذا أن الإلكترون ليس حراً في أي تحرك في أي مدار مثل القمر الصناعي في الميكانيكا الكلاسيكية ، وإنما يتحرك فقط في مدارات محددة . يربط المعادلتين ( ٢٩ - ١ ) و ( ٢٩ - ٢ ) وحلها لإيجاد نصف قطر المدار نحصل على

$$( ٢٩ - ٣ ) \quad r = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2 Zk} = n^2 (0.529177 \times 10^{-10}) \text{ متراً}$$

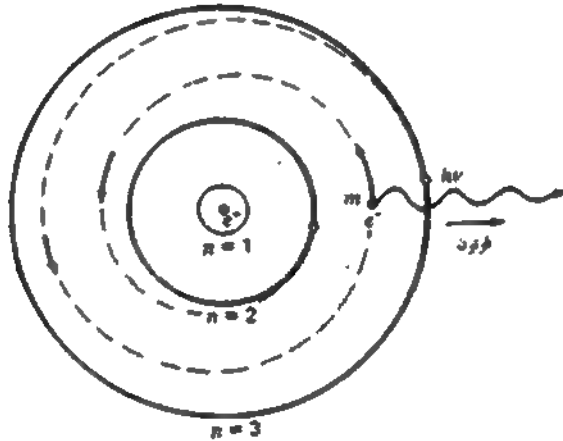
وبالحل لإيجاد السرعة المدارية  $v$  نحصل على

$$( ٢٩ - ٤ ) \quad v = \frac{1}{n} \frac{e^2 Zk}{\hbar} = \frac{1}{n} (2.18768 \times 10^6) \text{ متر/ث}$$

والرسم التخطيطي الذي يوضح الخمسة مدارات الدائرية الأولى موضح في الشكل ( ٢٩ - ٢ ) . ولعل أول نجاح لبوهر يرجع إلى حقيقة أنه مع  $n = 1$  أو  $٢$  ، تعطي

المعادلة ( ٢٩ - ٣ ) المقدار القطرى الذى يتفق مع القيم السابقة المعروفة وأن المعادلة ( ٢٩ - ٤ ) تعطى التردد المدارى الذى يساوى تقريبا تردد الضوء المرئى .

ويتعلق الفرض الأخير لبوهر بالنسبة لذرة الهيدروجين بانبعاث الضوء . افترض بوهر أن الضوء لا يشع بواسطة الإلكترون عند حركته فى أحد مداراته المسموحة ، كما يتوقع المرأ كلاسيكيا لشحنة كهربية معجلة ( متسارعة ) ، وإنما فقط حينما يقفز الإلكترون من



شكل ٢٩ - ٣ : نظرية الكم لبوهر الخاصة بانبعاث الضوء من ذرة هيدروجين

أحد المدارات إلى الآخر ، كما فى الرسم التخطيطى فى الشكل ( ٢٩ - ٣ ) . ولا يعطى تردد الضوء المشع بتردد أى من المدارين الابتدائى أو النهائى وإنما يعطى بالعلاقة البسيطة التالية :

$$h\nu = E_i - E_f \quad ( ٢٩ - ٥ )$$

حيث  $E_i$  الطاقة الكلية فى المدار الابتدائى ،  $E_f$  الطاقة الكلية فى المدار النهائى ،  $h$  ثابت بلانك و  $\nu$  تردد الضوء المشع .

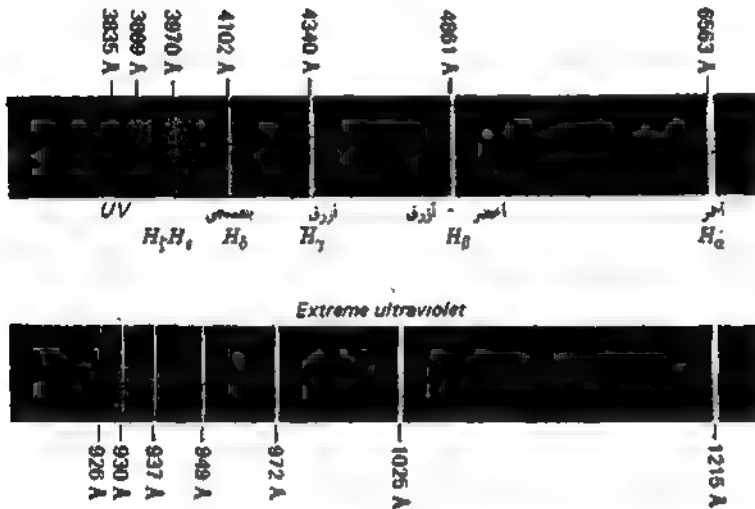
ولبيان ذلك ، ل نرمز للطاقة الكلية للإلكترون بالرموز  $E_1, E_2, E_3, E_4, \dots$  عندما يكون على الترتيب فى المدارات  $n_1, n_2, n_3, n_4, \dots$  . عندما يكون الإلكترون فى المدار  $n = 3$  حيث تكون طاقته  $E_3$  ثم يقفز إلى المدار  $n = 2$  حيث طاقته  $E_2$  ، يتحرر الفرق فى الطاقة  $E_3 - E_2$  من الذرة على هيئة موجة ضوئية . طاقتها  $h\nu$  ، وتسمى الفوتون . وهذا هو منشأ أمواج الضوء من داخل الذرة ( انظر الشكل ٢٩ - ٣ ) .

يربط المعادلات الثلاث ( ٢٩ - ١ ) و ( ٢٩ - ٢ ) و ( ٢٩ - ٣ ) معاً وإدخال القيم المعروفة للثوابت الذرية ، استنتج بوهر معادلة لجميع ترددات الضوء المشع من ذرات هيدروجين طليقة .

$$\nu = 3.28984 \times 10^{15} \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \text{ هرتز} \quad ( ٢٩ - ٦ )$$

حيث  $n_f$   $n_i$  عددا الكم الرئيسيان للمدارين الابتدائي والنهائي . وإذا أدخلنا المعادلة الموجية

$$c = \nu \lambda \quad ( ٢٩ - ٧ )$$



شكل ٢٩ - ٤ : طيف ذرة الهيدروجين (أ) مجموعة بالمر و (ب) مجموعة ليمان

ووضعنا  $c/\lambda$  بدلاً من  $\nu$  ، نحصل بالنسبة للأطوال الموجية للضوء \*

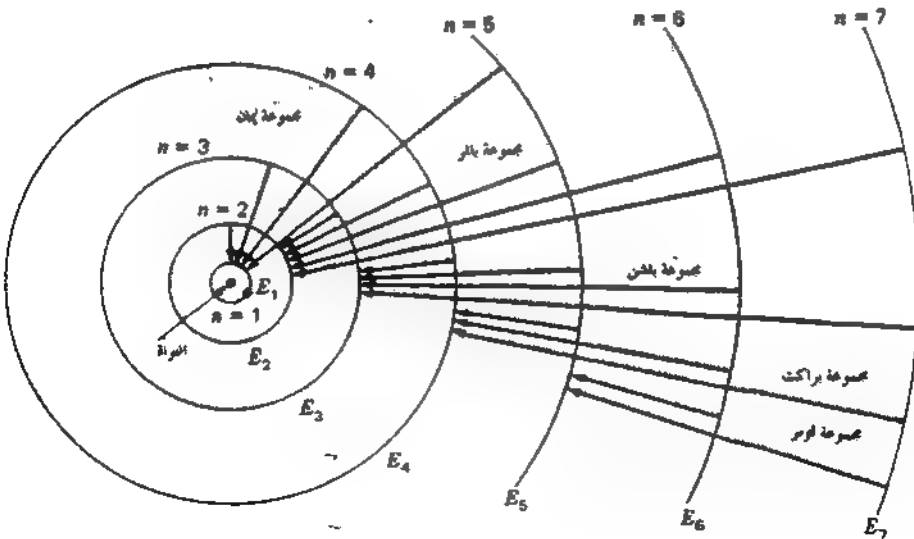
$$\lambda = 911.503 \frac{n_i^2 \times n_f^2}{n_i^2 - n_f^2} \text{ أنجستروم} \quad ( ٢٩ - ٨ )$$

نظراً للزيادة السريعة في كتلة الإلكترون مع سرعته ودوران كل من الإلكترون والبروتون حول مركز الكتلة المشترك ، ضربت القيمة ٩١٩,٢٦٧ التي تم الحصول عليها للمعادلة ( ٢٩ - ٨ ) في معامل تصحيح صغير هو ١,٠٠٠٢٥٩ للحصول على ٩١١,٥٠٣

لاحظ بوهر أنه عندما يكون  $n_f = 2$  و  $n_i = 4, 5, 6, \dots$  .. تعطى هذه المعادلة الأطوال الموجية لمجموعة بالمر للذرة الهيدروجين بدقة كبيرة (أنظر الشكل (٢٩ - ٢٤)).

وبالتعويض عن  $n_f = 1$  و  $n_i = 2, 3, 4, 5, \dots$  .. تنبأ بوهر بمجموعة من الخطوط في منطقة طيف الأشعة فوق البنفسجية البعيدة، ولقد تم تصويرها لأول مرة بواسطة ت. ليمان في جامعة هارفارد، ولقد وجد أن الأطوال الموجية مطابقة تماماً لتلك المحسوبة. تسمى هذه المجموعة الآن مجموعة ليمان، ويمكن فقط تصويرها في اسبكتروجراف مفرغ من الهواء، وهي موضحة في الشكل (٢٩ - ٤). لاحظ أن مجموعة ليمان تنشأ من قفزات الإلكترون من أى مدار خارجي مباشرة إلى أكثر المدارات قرباً من النواة، المنسوب الأرضي.

ولقد وجدت أخيراً مجموعات أخرى في طيف الهيدروجين عندما يقفز الإلكترون إلى  $n_f = 3, 4, 5, \dots$  .. تظهر في منطقة الأشعة تحت الحمراء، في نفس المواقع التي تم التنبؤ بها (أنظر الشكل (٢٩ - ٥)).



شكل ٢٩ - ٥ : مدارات بوهر الدائرية التي توضح الانتقالات المؤدية إلى أمواج الضوء المرئية، أو الفوتونات، ذات الترددات المختلفة.

## ٢٩ - ٢ مناسب الطاقة

يمكن حساب الطاقة الكلية  $E_{\text{tot}}$  للألكترون في كل من مدارات بوهر من الفرضين الأولين لبوهر ، المعادلتين ( ٢٩ - ١ ) و ( ٢٩ - ٢ ) . تعطى طاقة الوضع ( الجهد ) في مفهومها الكهرى من :

$$E_{\text{pot}} = -k \frac{Ze^2}{r}$$

وتعطى طاقة الحركة ، من الناحية الأخرى ، في الميكانيكا من

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2 = k \frac{Ze^2}{2r}$$

بجمع هاتين الطاقتين مع التخلص من  $r$  وتصبح الطاقة الكلية

$$( ٢٩ - ٩ ) \quad E_{\text{tot}} = -\frac{me^4 Z^2 k^2}{2\hbar^2 n^2}$$

تدل العلامة السالبة ، كما نتوقع ، على ضرورة بذل شغل على الألكترون لنزعه من الذرة . إذ يكون الألكترون مقيداً بالذرة ، وكلما كان أقرب إلى النواة كلما كانت الطاقة الضرورية لنزعه من الذرة أكبر .

وباستثناء عدد الكم الرئيسى  $n$  ، تكون كل الكميات في المعادلة ( ٢٩ - ٩ ) بمثابة ثوابت ذرية للهيدروجين ، ويمكننا كتابة

$$( ٢٩ - ١٠ ) \quad E_{\text{tot}} = -R \frac{1}{n^2}$$

حيث يكون لـ  $R$  القيمة\*

$$( ٢٩ - ١١ ) \quad R = \frac{me^4 Z^2 k^2}{2\hbar^2} = 2.179350 \times 10^{-18} \text{ J}$$

تعد المعادلة ( ٢٩ - ١٠ ) معادلة مهمة في التركيب الذرى : إذ تعطى طاقة ذرة الهيدروجين عندما تشغل أيما من مناسيبها المسموحة . وبدلاً من رسم المدارات بالكيفية الموضحة في الشكل ( ٢٩ - ٥ ) ، يفضل عادة رسم خطوط أفقية تدل على مناسب الطاقة كما في الشكل ( ٢٩ - ٦ ) . ويسمى هذا بالرسم البياني لمناسيب الطاقة . يمكن الآن تمثيل القفزات المختلفة بين المدارات بواسطة أسهم رأسياً بين المناسيب .

وترجع أهمية مثل هذا الشكل على الأقل إلى نقطتين : (١) أنه يدل على مناسيب الطاقة المستقرة للهيدروجين إلى درجة عالية من الدقة بغض النظر عن النموذج الذرى الممثل ، سواء كان نموذجاً مدارياً أو نموذج ميكانيكياً - كم موجية أو أى نموذج آخر يمكن افتراضه فى المستقبل ؛ و (٢) يدل على قانون بقاء الطاقة عند تطبيقه فى الفرض الثالث لبوهر ، ( المعادلة ( ٢٩ - ٥ ) ) ، الذى ينص على أن كل فوتون مشع  $h\nu$  يعطى بواسطة الفرق فى الطاقة بين منسوى الطاقة .

ينظر الخط الأول فى مجموعة بالمر  $1 = 6561$  أنجستروم ، الخط الأحمر فى الشكل ( ٢٩ - ٤ ( أ ) ) السهم القصير ،  $n = 3$  إلى  $n = 2$  . وينظر الخط الثانى فى نفس المجموعة ، الخط الأزرق الضارب إلى الخضرة  $1 = 4861$  أنجستروم ، السهم الأطول قليلاً ،  $n = 4$  إلى  $n = 3$  ، وهكذا

$$E_i - E_f = -R \left( \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right) \quad (٢٩ - ١٢)$$

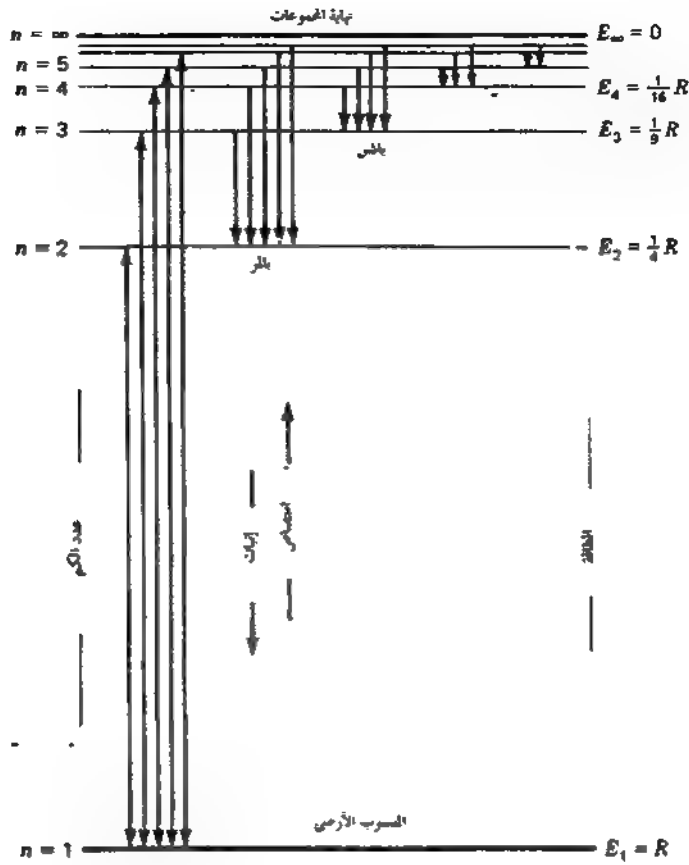
### ٢٩ - ٣ نظام بوهر - ستورن لبناء الذرات

اقترح بوهر وستورن امتداداً للنموذج المدارى للهيدروجين ليشتمل على كل العناصر الكيماوية . فكل ذرة ، كما فى الأمثلة الموضحة فى الشكل ( ٢٩ - ٧ ) ، تتكون من نواة موجبة الشحنة وعدد من الإلكترونات حولها .

وبالرغم من أن النواة جسم صغير جد نسبياً قطرها أقل من ١٠-١١ متراً إلا أنها تحتوى على كل كتلة الذرة تقريباً كتلة بدلالة وحدات الكتلة الذرية تساوى الوزن الذرى . وتكون الشحنة الموجبة التى تحملها النواة مساوية عددياً للرقم الذرى ، وتعين عدد الإلكترونات فى مدارتها خارج النواة .

فلرة الهيليوم ، رقمها الذرى  $Z = 2$  ، تحتوى على شحنتين موجبتين على النواة والإلكترونين خارجهما . وذرة الليثيوم ، رقمها الذرى  $Z = 3$  ، تحتوى على ٣ شحنات موجبة على النواة وثلاثة إلكترونات خارجها . وذرة الزئبق ، رقمها الذرى ٨٠ ، تحتوى على ٨٠ شحنة موجبة على النواة و ٨٠ إلكترونات خارجها .

والمدارات التى تتخذها الإلكترونات هى مدارات بوهر للهيدروجين ،  $n$  تساوى ١ ، ٢ ، ٣ ، ٤ ، .. تسمى أغلفة ( قشرات ) الإلكترون . وعندما ينتقل المرء من عنصر لآخر فى الجدول الدورى ، يبدأ من الهيدروجين ، تضاف الإلكترونات واحداً بعد الآخر

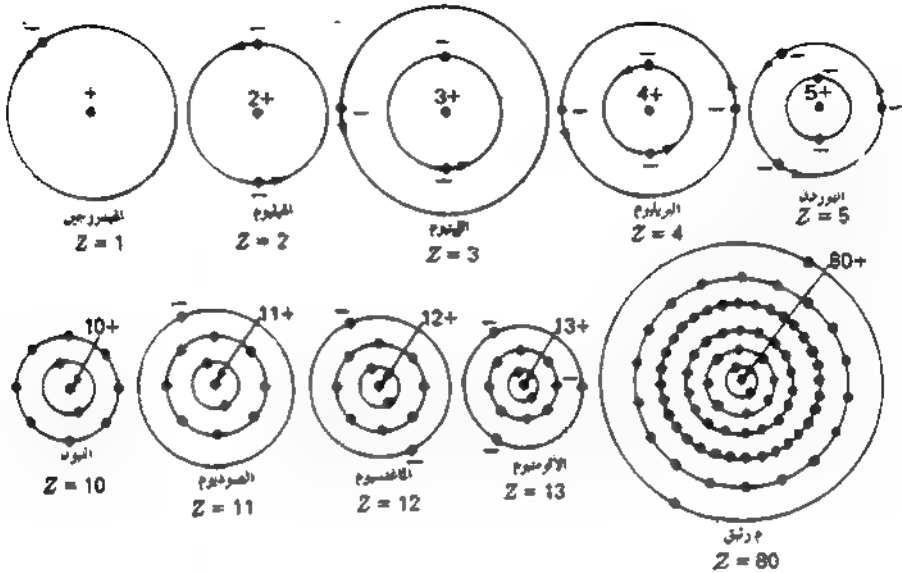


شكل ٢٩ - ٦ : رسم مناسب الطاقة لفترة الهيدروجين ، تدل الأسهم الرأسية على انتقالات الإلكترون .

تتألف الغلاف ( القشرة ) الأول ثم الآخر . ويمتلئ الغلاف فقط عندما يحتوي على عدد من الإلكترونات يعطى بواسطة  $2n^2$  . ولتوضيح هذا ، يمتلئ الغلاف الأول  $n = 1$  بالكترونين ، وبالعلاق الثاني  $n = 2$  بثمانية الكترونات ، والغلاف الثالث  $n = 3$  عندما يكون به ١٨ الكترونا وهكذا ،  $2 = 1 \times 2$  ،  $8 = 2 \times 2$  ،  $18 = 3 \times 2$  الخ

$n$ عدد الغلاف	1	2	3	4
عدد الالكترونات	2	8	18	32

وتوجد انحرافات عديدة من الرتبة التي تملء بها الأغلفة في العناصر الثقيلة ، مثال ذلك ذرة الزئبق فالأغلفة الأربعة الداخلية  $n = 1, 2, 3, 4$  تملء تماماً بواسطة ٢، ٨، ١٨،



شكل ٢٩ - ٧ : نماذج بوهر ستونر المدارية لبعض الذرات الخفيفة والثقيلة في الجدول الدورى للعناصر .

و ٣٢ إلكترونات على الترتيب ، بينما يحتوى الغلاف الخامس على ١٨ إلكترونات فقط والسادس ٢ إلكترونات . سبب مثل هذه الاختلافات أصبح مفهوماً الآن وكما هو معروف الآن يتبع قاعدة أخرى .

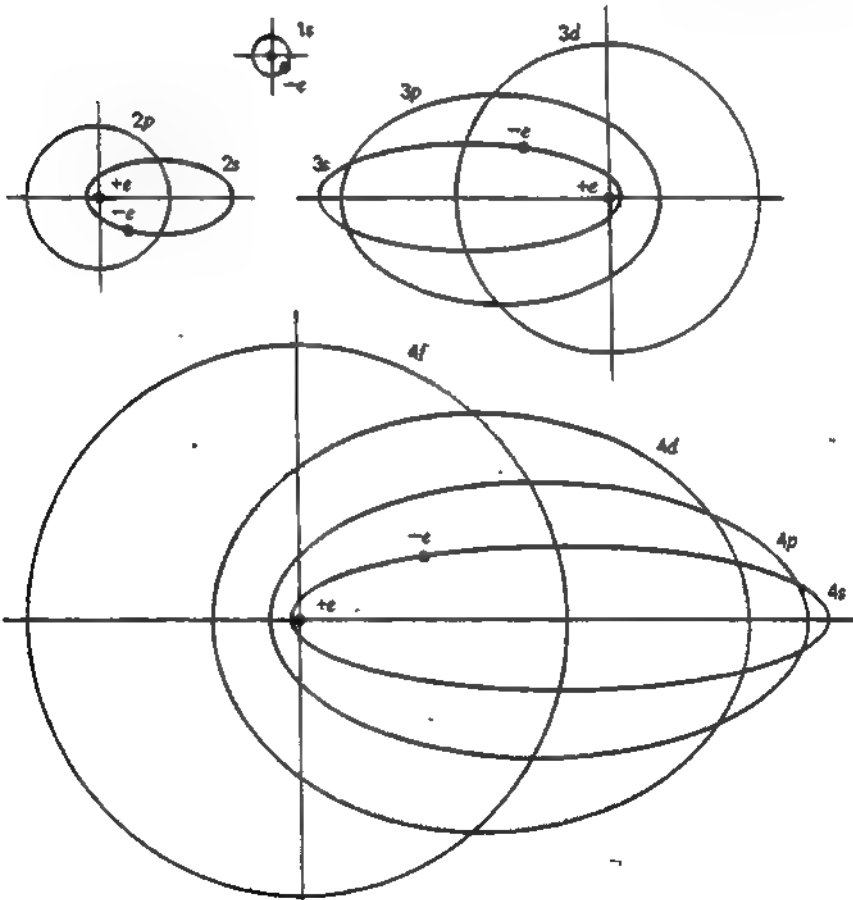
ومن المهم الإشارة إلى أنه مع زيادة شحنة النواة يضاف عدد مع الإلكترونات إلى الأغلفة الخارجية ، وتحت قوى التجاذب الشديدة للنواة تنكمش الأغلفة الداخلية . وتكون النتيجة النهائية لهذا الانكماش إلا تكون أقطار ذرات العناصر الأثقل في الجدول الدورى أكبر كثيراً عن أقطار ذرات العناصر الأخف . الأشكال التخطيطية في الشكل ( ٢٩ - ٧ ) مرسومة تقريبا بنفس النسبة .

وبعد الإثبات العملى الآن لهذه الحدود الموضحة أعلاه لعدد الإلكترونات المسموح به في كل غلاف أحد أعظم المبادئ الأساسية في الطبيعة . وثمة تفسير نظرى ذائع الصيت لهذا المبدأ في التركيب الذرى ، قدمه باولر أولاً عام ١٩٢٥ ، يعرف الآن باسم مبدأ

الاستبعاد لباول . أرجع إلى التذيل ٢ لمعرفة عدد الألكترولونات التي تملأ أغلفة عناصر الجدول النوري<sup>\*</sup>

#### ٢٩ - ٤ المدارات الأهليلجية ، أو المدارات المتغلغلة .

بعد شهور قليلة فقط من قيام ( بوهر في الدانمارك ) بنشر تقرير يوضح فيه محاحه البير في تفسير طيف الهيدروجين مستخدما المدارات الدائرية الكمية ، أدخل سومرفيلد\* ( في ألمانيا ) تحسينا على النظرية لتشمل أيضا مدارات أهليلجية ( بيضاوية ) كمية .



شكل ٢٩ - ٨ : رسم يأتى للرة هيلروجين يوضح مجموعة من المدارات الداخلية ودلالاتها تبعاً لنظرية بوهر - سومرفيلد

\* A. Sommerfeld, *Ann. Phys.*, 51:1 (1916); W. Wilson, *Phil. Mag.*, 29: 795 (1915).

ونظراً لأن هذه المدارات لعبت دوراً هاماً فيما بعد في تطوير التركيب الذري ، فإنها تستحق هنا بعض الاهتمام .

تبين النتيجة النهائية لنظرية سومرفيلد أن الإلكترون في أى من مناسب الطاقة المسموحة لذرة الهيدروجين يمكن أن يتحرك في عدد من المدارات . فلكل منسوب طاقة  $n = 1$  ،  $n = 2$  ،  $n = 3$  .. كما في الشكل ( ٢٩ - ٦ ) ، يوجد عدد  $n$  من المدارات الممكنة ( انظر الشكل ٢٩ - ٨ ) عندما تكون  $n = 4$  مثلاً ، يوجد أربعة ذرات دلالاتها  $1 = 3$  ،  $1 = 2$  ،  $1 = 1$  و  $1 = 0$  صفر . تكون أقطار المدار الدائري الذى تعطيه نظرية بوهر مساوياً تماماً للمحور الأعظم للمدارات الأهلبيجية الثلاثة . ونكون المحاور الصغرى هي ربع وربعين وثلاث أرباع المحور الأعظم . ومن الخبرة المألوفة أن تنسب الحروف  $l$  إلى أعداد الكم كما يلي

$l = 0$	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	...
$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	...

وتبعاً لهذا النظام ، يرمز للمدار الدائري  $n = 3$  و  $l = 2$  بالرمز  $3d$  ، بينما المدار  $n = 2$  و  $l = 0$  صفر يرمز له بالرمز  $2s$  ، وهكذا . يكون  $n$  هو عدد الكم الرئيسي و  $l$  هو عدد الكم المدارى . ويكون لجميع المدارات التى لها نفس القيمة  $n$  نفس الطاقة الكمية ؛ تلك الطاقة التى تعطىها معادلة بوهر ( ٢٩ - ٩ ) للمدارات الدائرية .

يصبح كل مدار مسموح في نموذج بوهر - سومرفيلد لذرة الهيدروجين بمثابة تحت غلاف تضاف إليه الإلكترونات لبناء عناصر الجدول الدورى في نظام بوهر - ستورنر . تعطى تحت الأغلفة هذه في الجدول ( ٢٩ - ١ ) .

يعطى أكبر عدد للإلكترونات في أى تحت غلاف بالملاقة

$$2(2l + 1)$$

وهذا ما يسمى بمبدأ الاستبعاد لباول ، فكل تحت غلاف يمتلئ عندما يحتوى على عدد الإلكترونات التالى

	$l$ تحت الغلاف				
	0	1	2	3	4
الدلالة	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$
عدد الإلكترونات	2	6	10	14	18

. وموضح في الشكل ( ٢٩ - ٩ ) نموذج لذرة الأرجون ورقمها الذري ١٨ . يوجد في النواة ١٨ بروتونا كما يوجد ١٨ إلكترونات موزعة في مدارات دائرية وإهليلجية . يوجد الكترونات في المدارات  $1s, 2s$  و ٦ إلكترونات في كل من المدارات  $2p$  و  $3p$  . وتمثل كل هذه الإلكترونات معا بواسطة

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$$

الذى يسمى التشكيل التام للإلكترونات في الذرة .

إذا أثبتت ذرات الأرجون لتتبع ضوياً ، مثلاً ، بواسطة التفريغ الكهربى في أنبوبة تحتوي على غاز الأرجون ، يثار أحد الإلكترونات الخارجية ،  $3p$  أو  $3s$  إلى أحد المدارات الخارجية الافتراضية . وعند عودته إلى مناسب الطاقة الأدنى ، تشع الذرة فوتونا أو أكثر .

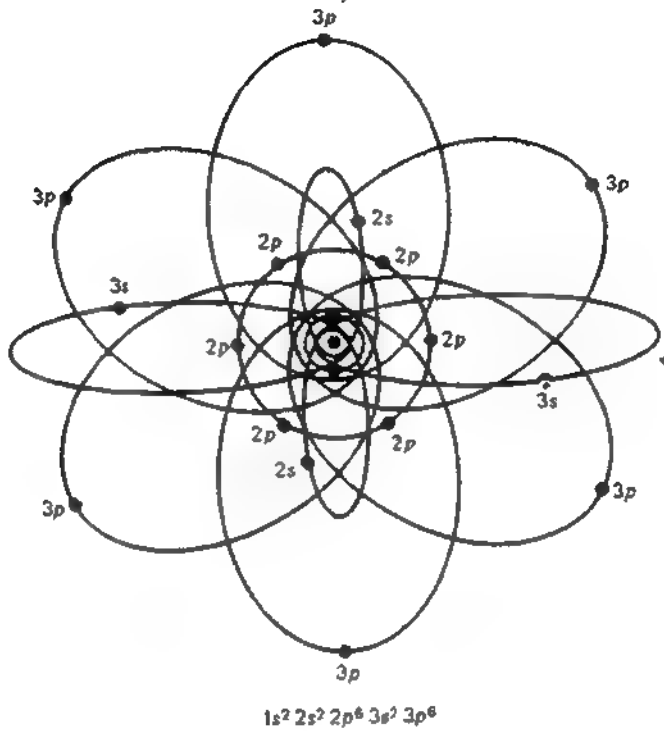
عندما ترسم أمثال هذه الأشكال للذرات أرقامها الذرية أعلى ، تصبح أكثر ملأً ، وكثيراً ما يرسم نظام كالوضح في الشكل ( ٢٩ - ١٠ ) للذرة السيزيوم ، تشكيل الإلكترونات فيها وهو

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 6s$$

جدول ٢٩ - ١ : دلالات الإلكترونات المدارية

المدار	القيمة العددية				
	0	1	2	3	4
1	1s				
2	2s	2p			
3	3s	3p	3d		
4	4s	4p	4d	4f	
5	5s	5p	5d	5f	5g

يبين ٥٤ إلكترونات تملأ تحت الأغلفة المكتملة ، ويبقى الإلكترون الخامس والخمسون وحده ، وهو الكترون التكافؤ ، في تحت الغلاف  $6s$  . وعندما تثار ذرات السيزيوم في أنبوبة تفريغ كهربى يقفز إلكترون التكافؤ الخارجى هذا من مدار للمدار مشعاً فوتونات . ولمعرفة عدد الإلكترونات التى تملأ تحت الأغلفة أرجع إلى التذييل ٢ .



شكل ٢٩ - ٩ : الشكل المدارى لفترة أرجون ،  $Z = 18$

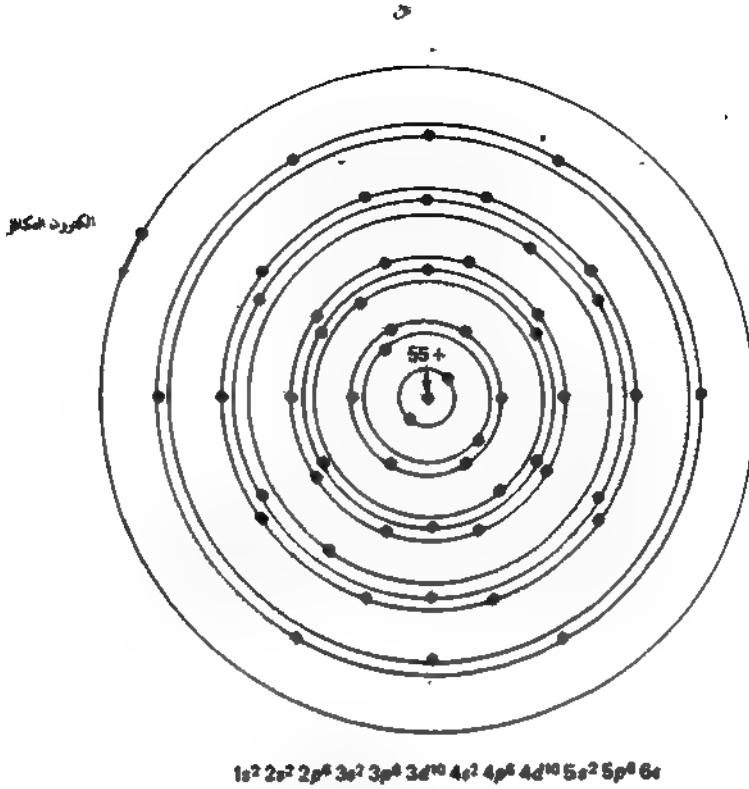
## ٢٩ - • الميكانيكا الموجية

استنتج العالم الفرنسى لويس دى برولى\* عام ١٩٢٤ معادلة تتشأن أن كل الجسيمات المتحركة يكون لها طول موجى مصاحب . فحزمة الألكترونات ، مثلاً ، ينبغي تحت ظروف تحريبية معينة ، أن يسلك فى حركته كقطار من أمواج الضوء أو حزمة من الفوتونات تنوقف الأطوال الموجية لهذه الجسيمات على كتلة وسرعة الجسيمات نعا للمعادلة

$$( ٢٩ - ١٣ )$$

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

\* L. de Broglie, *Phil. Mag.*, 47:446 (1924); *Ann. Phys.*, 3:22 (1925).

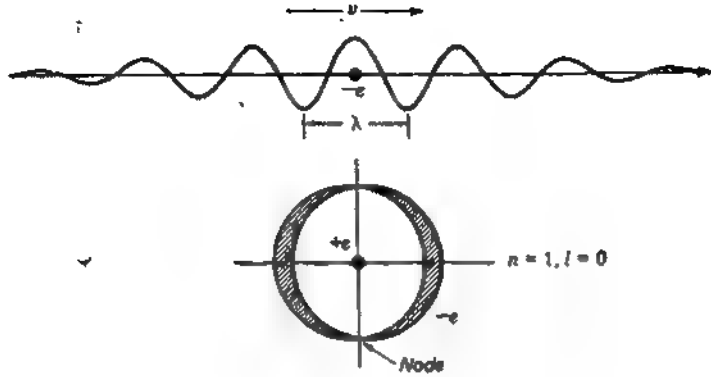


شكل ٢٩ - ١٠ : شكل نمطلي لأخلفة ونحت أخلفة الألكرونات في ذرة سيزيوم ٥٥ .

تعرف هذه باسم « معادلة دي برولي الموجية » [ أنظر الشكل ٢٩ - ١١ (أ) ] . فالألكترون يتحرك بسرعة عالية ، كما هو الحال في مدار بوهر الدائري الأول للهيدروجين ، يكون المقام كبيراً ويكون الطول الموجي مساوياً محيط المدار [ أنظر الشكل ٢٩ - ١١ (ب) ] .

ومع تطور ميكانيكا المصفوفات على يد هيزنبرج عام ١٩٢٥ والميكانيكا الموجية على يد شرودنجر\* عام ١٩٢٦ ، استبدلت الصورة المدارية للذرة بواسطة إحدى أمواج دي برولي . وتبعاً لصياغة شرودنجر ، يمكن وصف مناسب الطاقة في ذرة الهيدروجين بدلالة الأمواج الموقوفة ثلاثية - الأبعاد المعروفة باسم التوافقيات الكروية .

\* E. Schrödinger, *Ann. Phys.*, 79:361, 489, and 734 (1926); *Phys. Rev.*, 28: 1047 (1926).



شكل ٢٩ - ١١ : شكل تمثيلي لموجة دي بروي للإلكترون ، الذي يتحرك (أ) في خط مستقيم و (ب) كموجة موقوفة في المدار الأول لبهر للهيدروجين .

تؤدي معادلة شرودنجر الموجية إلى مناسب طاقة لها تماماً نفس القيم المعطاة بنظرية بهر ، باستثناء أعداد الكم  $n$  و  $l$  فهما يظهران كحلون طبيعية لمعادلته الأساسية .

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - V) \psi = 0 \quad (٢٩ - ١٤)$$

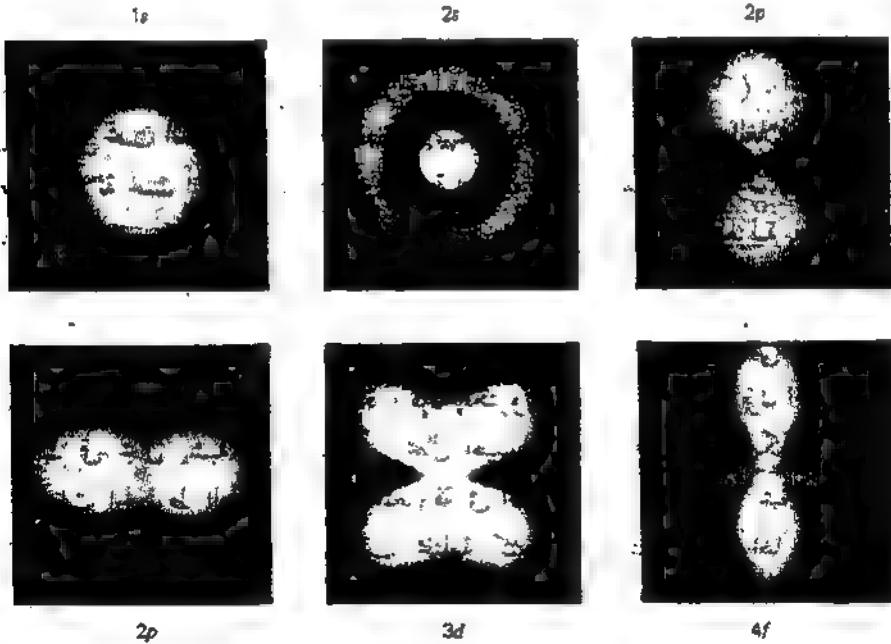
حيث  $V$  طاقة الوضع ( طاقة الجهد ) ،  $W$  الطاقة الكلية ( طاقة الحركة وطاقة الوضع ) و  $\psi$  تسمى الدالة الموجية للإلكترون . ويمكن اتخاذها كسعة موجة الإلكترون وترتبط بكثافة الاحتمال عند أى نقطة داخل النواة . وهذه هي معادلة شرودنجر الموجية .

وبالرغم من أن حلول هذه المعادلة لن تعطى هنا ، فإن صوراً تمثل ست حالات أو ستة مناسب للنواة الهيدروجين موضحة في الشكل ( ٢٩ - ١٢ ) للمدارات \* ،  $1s, 2p, 2p, 3d, 4f$  . إذا ظهرت هذه الصور بنفس المقياس بالنسبة للأبعاد ، ينبغي أن تكون أحجامها كبيرة بمقدار  $n^2$  ، وبذلك يمكن مقارنتها من ناحية الحجم سطايرها البهر - مدارية الموضحة بنفس المقياس في الشكل ( ٢٩ - ٨ ) .

\* انظر

ولقد صمّم ديراك<sup>†</sup> عام ١٩٢٨ الحركة المغزلية للألكترون في معادلة شرودنجر الموجية ووجد توزيعاً مماثلاً للكثافة الاحتمال للهيدروجين ، بفروق ملحوظة في التوزيع الراوى لمناسب الأدنى التى تكون  $n$  لها صغيرة .

ويظهر التوزيع النصف قطرى لكثافة الشحنة في نظام بوهر - ستونر للتركيب الذرى بكيفية تجعل الأغلفة وتحت الأغلفة تكون تماثلاً كروياً حول النواة ، في حين أن إلكترونات التكافؤ في تحت الأغلفة غير المكتملة تكون توزيعاً زاوياً ممثلاً لمدارات الإلكترون . ولصعوبة رسم كثافة الاحتمال ثلاثية - الأبعاد ، يكون من المألوف تمثيل مناسب الإلكترون كأشكال مدارية .



شكل ٢٩ - ١٢ . صور الميكانيكا الموجية لست مناسب مختلفة لذرة الهيدروجين ( تبعاً لمعادلات

شرودنجر )

[ بتصرّح من . (H. E. White, phys. Rev., 37; 1416 (1931)) ]

<sup>†</sup> P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc., A117:610 (1928); A118:351 (1928).

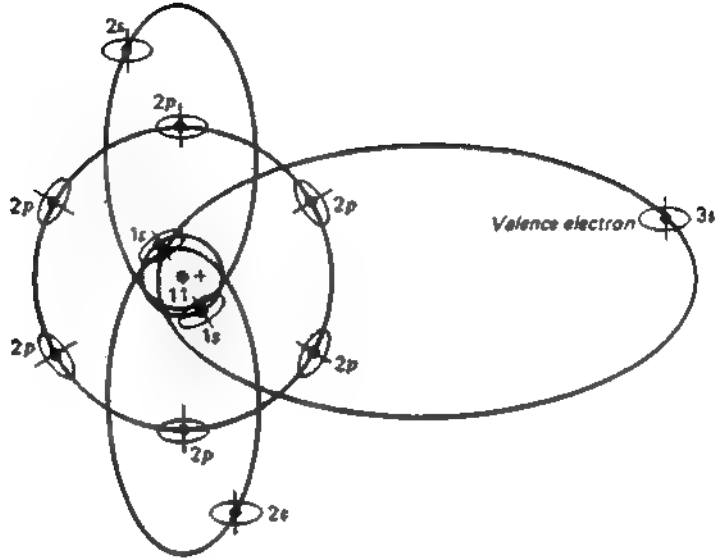
## ٢٩ - ٦ طيف الصوديوم

فيما عدا عناصر أول عمودين في الجدول الدوري ، تكون أطيايف جميع العناصر معقدة تماماً [ أنظر الشكل ٢١ - ٨ (أ) و (ب) ] . وبالرغم من أنه تم تحليل أطيايفها وتحويلها إلى تركيبات ذرية لفراكتها ، إلا أنها استغرقت وقتاً طويلاً لتحليلها تحليلاً شاملاً .

ويمكن بسهولة نسبياً مقارنة أطيايف المعادن القلوية  $Ba, Sr, Ca, Mg, Na, Li$  و  $Ra$  مع أطيايف العناصر التي تقع بالقرب من مركز الجدول الدوري . وكمثال بخلاف ذرة الهيدروجين ، سنأخذ في الاعتبار تركيب ذرة الصوديوم ، فيما يتعلق بمناسيب الطاقة وطيفها الذي يمكن مشاهدته . كعنصر يحتل الترتيب الحادى عشر في الجدول الدوري ، تكافؤه الكيماوى ١ ، تحتوى كل ذرة صوديوم على ١١ بروتوناً في النواة و ١١ إلكترونات في مدارات كمية محددة . خارجها ( أنظر الشكل ٢٩ - ١٣ ) . الإلكترونات في كل من تحت الغلافين  $1s$  و  $2s$  مضافاً إليهما ٦ إلكترونات في تحت الغلاف  $2p$  تكون جميعها ثلاثة تحت أغلفة مكتملة . وبالنسبة لثلاث الأغلفة المكتملة تكون كمية التحرك الزاوية الكلية مساوية للصفر ، حيث يلاشى كل زوج من الحركات المغزلية بعضها بعضاً وكذلك تفعل كميات التحرك المدارية .

وبقدر ما نهم بالجمال الكهربى خارج قلب الإلكترونات العشرة ، التي تعادل تقريباً عشر من الشحنات الموجبة في النواة ، فإن إلكترون التكافؤ أو الإلكترون الحادى عشر يتحرك في مجال يشبه إلى حد كبير مجال الهيدروجين . لذلك ، لا يكون غريباً أن مجموعات الخطوط الطيفية الأربعة المعروفة في الصوديوم ، التي تنشأ نتيجة لفقر هذا الإلكترون من مدار لآخر ، ليست مختلفة كثيرة في تردداتها وأطوالها الموجية عن الهيدروجين .

يبين رسم مناسيب الطاقة للصوديوم في الشكل ( ٢٩ - ١٤ ) الحالة العادية أو المنسوب الأرضى ، ك  $3^2S$  وحالة الإثارة التالية ك  $4^2P, 3^2D, 4^2S, 3^2P$  ، وهكذا . تناظر دلالات المناسيب هذه دلالات المدارات  $4P, 3d, 4s, 3p, 3s$  ، وهكذا . ويشير الدليل العلوى ٢ إلى أن جميع المناسيب ، فيما عدا المناسيب  $S$  تكون مزدوجة . ترجع هذه الازدواجية إلى الحركة المغزلية للإلكترون ونتيجتها ازدواج جميع خطوط الطيف في كل المجموعات .



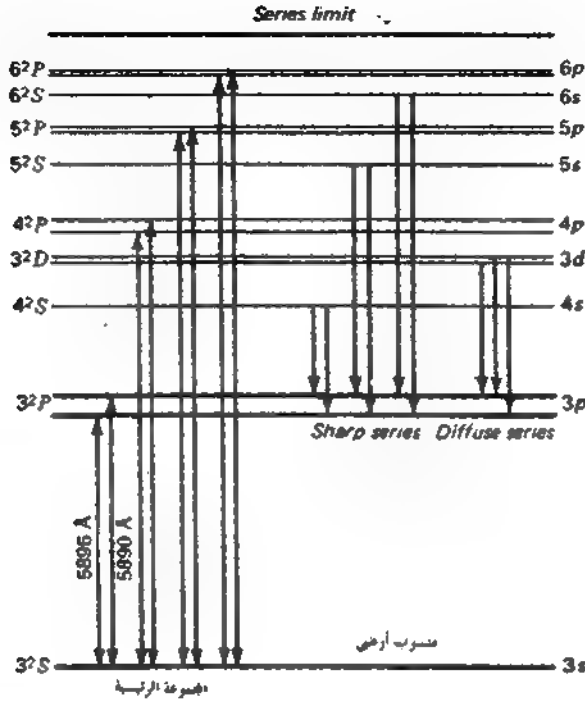
شكل ٢٩ - ١٣ : النموذج النري للصوديوم ،  $Z = 11$  . جميع الإلكترونات لها حركة مغزلية لها كمية تحرك زاوية مقدارها  $\frac{1}{2} \hbar$  .

يؤدي الانتقال من المستويين  $3d$  إلى  $3p$  المنسوب الأرضي  $3d$  إلى معظم الخطوط البارزة ، الخططان الأصفران  $D$  ، في المجموعة الرئيسية للصوديوم . يكون هذا الخطان المعينان هما المسئولين عن اللون الأصفر للمبات الصوديوم جميعها ويعرفان باسم خطوط الرنين . والخطوط الأخرى في هذه المجموعة وغيرها موضحة بواسطة الأسهم .

تكون جميع دريات الصوديوم في منسوبها الأرضي عند درجات الحرارة المنخفضة نسبيا . ومع ارتفاع درجة الحرارة ، تحدث تصادمات أكثر وأسرع بين الذرات وسرعان ما يبدأ ضخ إلكترونات التكافؤ لها إلى الحالات المثارة ، مع انبعاث الضوء المترتب عليه .

## ٢٩ - ٧ الإشعاع الرنيني

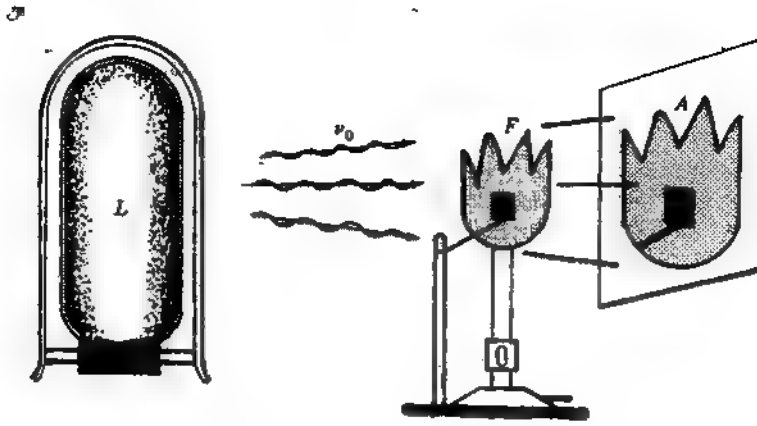
يتضح الرنين جيدا في أمواج الصوت ، باستخدام شوكتين رنانتين لهما نفس التردد الطبيعي ، أى ، نفس الدرجة . يجعل الشوكة  $A$  تهتز للخطوة وبعدها يتم إيقافها .



شكل ٢٩ - ١٤ : رسم مناسب الطاقة للذرة الصوديوم ،  $Z = 11$  ، بين الانتقالات للمكونات الأولى للمجموعات الدقيقة ( الحادة ) والرئيسية والمشتتة .

وعندئذ نجد أن الشوكة B ، التي تقع على بعد ١٠ م أو أكثر ، تهتز فكل نبضة صوتية تنبعث مع كل موجة من الشوكة A ، تدفع بالتردد الصحيح تماماً فرعى الشوكة B ، حسية اهتزازها . وإذا أوقفت الآن الشوكة B ، نجد أن الشوكة A تهتز مرة ثانية كنتيجة للأمواج القادمة من الشوكة B . وسيضعف هذا الامتصاص الرنيني إذا وجد فرق بين تردد الشوكة الثانية والأمواج المارة بها .

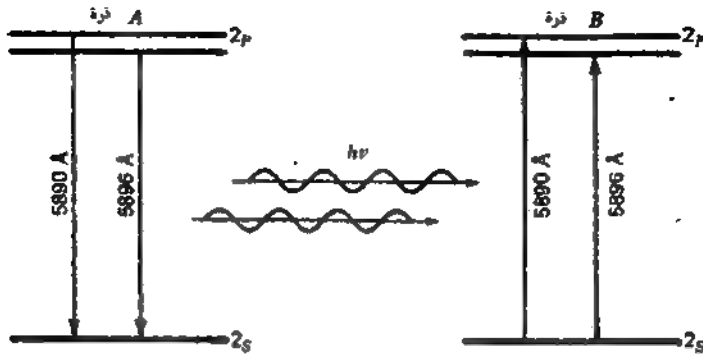
وثمة عرض مماثل للامتصاص الرنيني في الضوء المرئي موضح في الشكل ( ٢٩ - ١٥ ) . فمرور ضوء من مصباح صوديوم خلال لهب صوديوم لموقد برن ، يلقي ظلاً مظلماً ملحوظاً على تحائل قريب ويمكن وضع قطعة صغيرة من الأسبتوس منقوعة في ملح طعام (NaCl) في لهب غازي عادي لاستخدامها في إنتاج كمية وفيرة من ذرات الصوديوم الطليقة .



شكل ١٩ - ١٥ : تجربة لعرض الامتصاص الرنيني لضوء الصوديوم .

والعملية الذرية للامتصاص الرنيني الذى يحدث فى هذه التجربة مبينة فى الشكل ( ٢٩ - ١٦ ) . إذ تشع ذرة مثارة فى مصباح الصوديوم موجة طولها الموجى  $\lambda = 5890$  أنجستروم بالانتقال من المنسوبين المثارين الأعلى  $32P$  إلى المنسوب الأرضى الأدنى  $32S$  . وبالاقترب من ذرة الصوديوم العادية فى اللهب ، تمتص هذه الموجة ويرتفع الكترون التكافؤ الوحيد إلى المنسوب المناظر  $32P$  . ستشع الذرة الثانية بدورها نفس التردد من جديد ، ليمتص بواسطة ذرة أخرى فى اللهب ، أو الهرب ن اللهب فى أى اتجاه عشوائى . ولأن الإشعاع المشع مرة ثانية يكون فى اتجاه عشوائى ونادرا ما يكون فى الاتجاه الأصل من المصباح ، يتكون ظل على الحائل . نفس التفسير قائم للطول الموجى  $\lambda = 5896$  أنجستروم .

وإذا استبدل مصباح الصوديوم فى الشكل ( ٢٩ - ١٥ ) بمصدر ضوء أبيض من جامد ساخن ، فإن تلك الترددات المناظرة لخطوط الرنين  $5890$  و  $5896$  أنجستروم وكل المجموعة الرئيسية للصوديوم ستمتص بواسطة اللهب . يمكن رؤية الامتصاص فى مصورة أطياف ( أسبكتروجراف ) كخطوط مظلمة فى خلفية مضيئة مستمرة [ أنظر الشكل ٢١ - ٨ ( ط ) و ( د ) ] . لذلك يمكن لكل الأسهم المشيرة إلى انتقالات من أعلى إلى المنسوب الأرضى فى الشكل ( ٢٩ - ١٤ ) أن يكون لها رؤوس عند أطرافها العليا ، لتوضح الامتصاص الرنينى . تبدأ كل خطوط الامتصاص من المنسوب الأرضى فقط .



شكل ٢٩ - ١٩ : رسم مناسب الطاقة لعرض انبعاث الضوء والامتصاص الرنيني بين ذرتي صوديوم .

## ٢٩ - ٨ المناسب شبه المستقرة

في غازات كتلك الموجودة في موقد بنزن أو أي أنبوبة تفريغ كهربي تشع ضوءاً مرئياً ، تكون الإلكترونات التكافؤ في معظم الذرات في المنسوب الأرضي ، وعندما يثار الإلكترون التكافؤ إلى منسوب أعلى بالتصادم مع جسيم آخر أو ذرة ، يظل هناك لمدة  $10^{-10}$  ثانية تقريباً قبل أن يقفز عائداً إلى منسوب أدنى مع إشعاع فوتون .

وتكون الانتقالات إلى المناسيب الأدنى محكومة بقواعد الانتقاء المعروفة ، بمعنى أن كل الانتقالات ليست مسموحة . تكون قواعد الانتقاء بسيطة غاماً ، لجميع الذرات أحادية الإلكترون التكافؤ :

$$\Delta n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots$$

فقط ( ٢٩ - ١٥ )

$$\Delta l = \pm 1 \quad \text{only}$$

ولتطبيق قاعدة الانتقاء في الذرات التي تحتوي على أكثر من إلكترون تكافؤ واحد ، مثل القلويات الأرضية Be, Mg, Ca, Sr, Ba ، و Ra ، ينبغي استخدام مجموعة جديدة من القواعد . ففي حالة الإلكترونين يشاركان في إنتاج مختلف مناسب الطاقة ، يمكن للانتقالات أن تحدث عندما يقفز إلكترون واحد من مدار إلى مدار أو يقفز الإلكترونات في نفس الوقت ، مع انبعاث إشعاع له تردد واحد يمكن بصفة عامة كتابة قواعد الانتقاء لأنظمة الإلكترونين كما يلي

$$\Delta l_1 = \pm 1 \quad \text{و} \quad \Delta l_2 = 0, \pm 2 \quad (29 - 16)$$

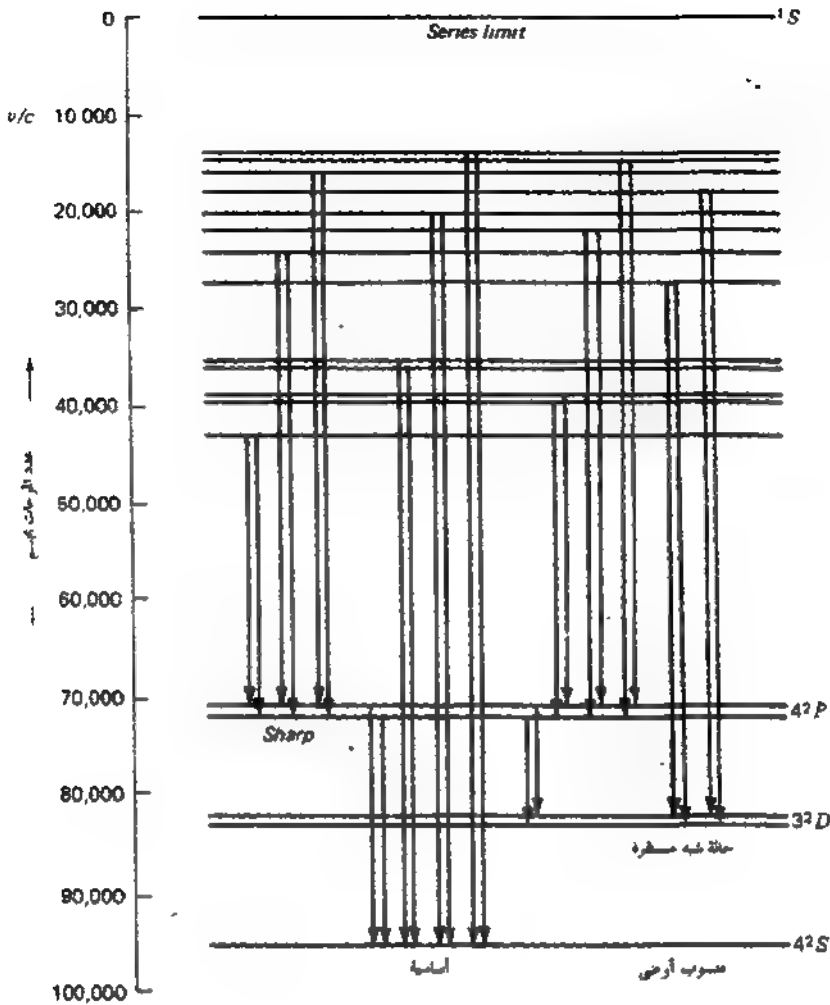
فعندما يقفز إلكترون واحد ، تتغير قيمة  $l$  بمقدار ١ وتبقى الأخرى دون تغيير . وإذا قفز الألكترونان في نفس الوقت ، فإن قيمة  $l$  لأحدهما تتغير بمقدار ١ وللآخر بمقدار صفر أو ٢ . وليست هناك قيود على عدد الكم الكلي  $l$  لأي إلكترون . ويؤدي الانتقال بالإلكترونين من  $3d$  إلى  $4p$  ومن  $4s$  إلى  $3d$  إلى ثلاث مجموعات من الخطوط تسمى المتعددة التي تشكل بعض أشد الخطوط في الطيف المرئي .

أى اختبار لرسم مناسب الطاقة للصوديوم في الشكل ( ٢٩ - ١٤ ) بين أن الانتقالات معينة ، مثل  $3^2D$  إلى  $3^2S$  تكون ممنوعة . وللوصول إلى المنسوب الأرضي من  $3^2D$  ، لا يمكن للإلكترون أن يقفز مباشرة إلى  $3^2S$  إذ أن هذا يتضمن أن تكون  $l = 1$  . ويمكن للإلكترون أن يقفز من  $3^2D$  إلى  $3^2P$  ، مشعا فوتون واحد ، ثم من  $3^2P$  إلى  $3^2S$  مشعا فوتون آخر تردده مخالف . كل من هذا الانتقالين يتضمن أن تكون  $\Delta l = 1$  .

ولا يكون ممكنا للإلكترون في بعض الذرات أن يعود للمنسوب الأرضي على انبعاث ضوء . وهذه في حالة الكالسيوم المتأين ، مثلا ، حيث يكون إلكترون تكافؤ واحد في الذرة المسئول عن الطيف الذي يمكن مشاهدته ( أنظر الشكل ٢٩ - ١٧ )<sup>\*</sup>

عندما يحد إلكترون نفسه في المنسوب  $3^2D$  ، لا تسمح قواعد الانتقاء له بالعودة إلى المنسوب الأرضي ، مع انبعاث فوتون ، ويبقى هنالك بغير حلود . ومع ذلك ، يمكن له العودة إلى المنسوب الأرضي إذا أمكن له أن يفقد طاقة إثارته بالتصادم إلى الذرة التي تم التصادم معها . أمثال هذه التصادمات تعرف باسم تصادمات النوع الثاني . بعد وجود المناسب شبه المستقرة وانتقال الطاقة من ذرة في منسوب شبه مستقر لأخرى بالتصادم من الأهمية بمكان في الليزر .

+ لقيم مناسب الطاقة لمعظم العناصر في الجدول الدوري إرجع إلى



شكل ٢٩ - ١٧ : رسم مسوب الطاقة للذرة كالسيوم مقابلة بين وجود مناسب شبه مسفرة .

## ٢٩ - ٩ الضخ الضوئي

تكون جميع الذرات تقريبا في الجوامد والسوائل أو الغازات قرب درجة الصفر المطلق في ماسيتها الأرضية . وبارتفاع درجة الحرارة ، بواسطة إحدى صور الطاقة الداخلة ، يضخ غدد أكبر وأكبر من الألكترونات إلى مناسب مثارة . التجمع الإسكاني

للإلكترونات في مناسيب الطاقة الأعلى يزداد على حساب الإلكترونات الموحودة في المنسوب الأرضي .

ستزداد التجمعات الاسكانية للإلكترونات في جميع المناسيب بلوحة ملحوظة عند ٥٠٠٠ كنفية على أن تكون الأعداد في مناسيب الطاقة الأعلى أقل من تلك التي تقع أدنى . وعند أى درجة حرارة ثابتة توجد حالة مستقرة ، حيث يكون عدد الإلكترونات التي تقفز إلى أى منسوب مساوياً عدد الإلكترونات التي تقفز خارجة منه .

وإذا وجدت حالة شبه مستقرة ، يكون الوضع مختلفاً . عندما تثار الذرات إلى مناسيب أعلى ، يزداد عدد الذي يقع منها في شرك المستوى شبه المستقر وقليل منها نسبياً الذي يتمكن من الخروج ما لم يحدث تصادمات ميكانيكية مع الذرات الأخرى . ومع ذلك ، يمكن أن توجد حالة مستقرة عندما يصبح العدد الذي يترك في الثانية مساوياً ذلك الذي يصل . قد يكون متوسط التجمع الإسكاني للذرات في المناسيب شبه المستقرة عدة آلاف وحتى ملايين المرات من نظيره لأى منسوب آخر ، وباستثناء المنسوب الأرضي وإذا تجاوزت العدد في المنسوب الأرضي ، تسمى بالانقلاب الإسكاني .

بواسطة ضوء متألق طاقته  $h\nu$  أعلى مما هو مطلوب لإثارة إلكترون من المنسوب الأرضي إلى منسوب شبه مستقر ، يمكن للذرات أن تضخ إلى هذا المنسوب بواسطة امتصاص الضوء . وكلما كان مصدر الضوء أقوى ، كلما ازداد عدد الإلكترونات التي تقفز إلى المناسيب الأعلى لتقع بعدئذ في الفخ . تسمى هذه العملية الضخ الضوئي .

بينما يكون متوسط بقاء إلكترون في أكثر المناسيب إثارة هو  $10^{-8}$  ثانية يمكن لمتوسط بقاءه في منسوب شبه مستقر أن يكون أطول بملايين المرات .

## مسائل

٢٩ - ١ احسب التردد المداري لإلكترون في مدارات بوهل الدائرية (أ) الأول (ب) الثاني و (ج) الثالث . (د) إلى أى أطوال موجية بالأنجستروم تنتمي مثل هذه الترددات ؟

[ الإجابة (أ)  $6.76 \times 10^{14}$  هرتز ، (ب)  $4.11 \times 10^{14}$  هرتز ، (ج)  $8.12 \times 10^{13}$  هرتز (د)  $4.43 \times 10^{13}$  و  $7.29 \times 10^{13}$  أنجستروم ]

- ٢٩ - ٢ بين أن المعادلة (٢٩ - ٣) تستتج من المعادلتين (٢٩ - ١) و (٢٩ - ٢) .
- ٢٩ - ٣ بين أن المعادلة (٢٩ - ٤) تستتج من المعادلتين (٢٩ - ١) و (٢٩ - ٢) .
- ٢٩ - ٤ احسب أقطار المدارات الدائرية لذرة الهيدروجين (أ) العاشر ، (ب) الخامس والعشرين (ج) المائة تبعاً لنظرية بوهر  
[ الإجابة : (أ)  $1.0584 \times 10^{-8} \text{ م}$  ، (ب)  $6.615 \times 10^{-8} \text{ م}$  و (ج)  $1.0584 \times 10^{-6} \text{ م}$  ]
- ٢٩ - ٥ احسب الأطوال الموجية لخطوط مجموعة بالمر (أ) الخامس (ب) العاشر و (ج) الخمسين في الهيدروجين . (د) أوجد الطول الموجي لحد المجموعة أى . عندما  $n_i \rightarrow \infty$  .
- ٢٩ - ٦ احسب الأطوال الموجية للخطين (أ) الأول و (ب) الخامس في مجموعة باشين للهيدروجين ( أنظر الشكل ٢٩ - ٥ ) . (ج) أوجد حد المجموعة عندما  $n_i = \infty$  .
- ٢٩ - ٧ احسب الأطوال الموجية للخطوط (أ) الرابع ، (ب) العاشر و (ج) العشرين من مجموعة ليمان للهيدروجين . (د) أوجد الطول الموجي لحد المجموعة أى عندما  $n_i \rightarrow \infty$  .  
[ الإجابة : (أ)  $949.48 \text{ أنجستروم}$  ، (ب)  $919.1 \text{ أنجستروم}$  . (ج)  $913.57 \text{ أنجستروم}$  ، (د)  $911.5 \text{ أنجستروم}$  ]
- ٢٩ - ٨ (أ) ارسم شكلاً تخطيطياً لذرة الخارصين ، رقمها الذرى ٣٠ ، تبعاً لنظام بوهر - ستونر ، موضحة تحت الأغلفة كدوائر . (ب) اكتب تحته تشكيل الإلكترونات .
- ٢٩ - ٩ ماذا يجب أن يكون عليه عدد الكم  $n$  التقريبى لمدار ذرة هيدروجين قطره ١.٠٠ م ؟
- ٢٩ - ١٠ مبتدئاً بأول معادلتين في الفقرة ٢٩ - ٢ ، استتج المعادلة ٢٩ - ٩ .
- ٢٩ - ١١ بين أن مقدار طاقة الحركة  $1/2 mv^2$  لمدار بوهر الدائرى يكون نصف مقدار طاقة الوضع .

# الفصل الثلاثون

## الليزر

اشتق الاسم ليزر من الأحرف الأولى لعدة كلمات باللغة الإنجليزية تعنى تضخيم الضوء بالانبعاث المشجع للأشعاع (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) . والليزر هو جهاز لإنتاج حزمة متوازية من ضوء شديد مركز بالغ الترابط . متوازية إلى الحد الذى يجعل حزمة من ضوء ليزر مرئى قطرها ١٠ سم لا يزيد إتساعها عند سطح القمر الذى يبعد ٣٨٤ ألف كيلو مترا عن ٥ كم .

وبعد الليزر من الناحية التاريخية ثمرة الميزر ، وهو جهاز مماثل يستخدم أمواج راديو قصيرة جدا ( أمواج ميكرو ) بدلا من أمواج الضوء المرئى . ولقد بنى أول ميزر بنجاح على يد ش. هـ. تاونز\* ومساعديه فى جامعة كولومبيا بين ١٩٥١ و ١٩٥٤ م . وخلال السنوات السبع التالية قطعت خطوات عظيمة فى مجال تقنية الميزر .

وفى عام ١٩٥٨ م ، أعلن أ. هـ. شاولو وش. هـ. تاونز أسس الميزر الضوئى ، أو الليزر . ولقد قام بت. هـ. ميمان صيف عام ١٩٦٠ ببناء أول ليزر بنجاح فى معامل شركة هيوجز للطائرات مستخدما تلك الأسس . ومنذ ذلك الوقت أجريت بحوث واسعة لتطوير الليزر . ولأن مثل هذه الأجهزة أصبح واسع الانتشار من حيث استخدامها فى كثير من مجالات البحوث والتطوير ، سنعرض هنا موجزا مختصرا لمبادئها الأساسية .

---

\* شارلز هـ. تاونز ( ١٩١٥ - ) ، ولد فى جريفل ، كارولينا الجنوبية . حصل على درجة الدكتوراة من معهد كارولينا للتقنية ( التكنولوجيا ) عام ١٩٣٩ ، وهو الآن أستاذ غير مفرع فى جامعة كارولينا . يستمد شهرته من عمله البارز فى تطوير الميزر والليزر الذى منحه من أجله جائزة نوبل فى الفيزياء عام ١٩٦٤ م .

## ٣٠ - ١ الانبعاث المحفز

يوجد على الأقل ١٠ مبادئ أساسية متضمنة في تشغيل معظم أنواع الليزر وهي :

- (١) المناسيب شبه المستقرة
- (٢) الضخ الضوئي
- (٣) التفلور
- (٤) الانقلاب الاسكاني
- (٥) الرنين
- (٦) الانبعاث المحفز
- (٧) الترابط
- (٨) الاستقطاب
- (٩) مقياس تداخل فابري - بيرو
- (١٠) التذبذب الفجوى

وفي الوقت الذى كانت فيه معظم هذه المفاهيم معروفة من الناحية العلمية ، كان مبدأ الترابط المصاحب للانبعاث المشجع هو المفتاح لفهم عمل الميزر والليزر\* .

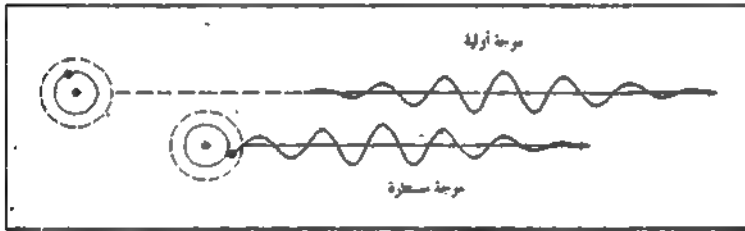
لنأخذ في الاعتبار غازا ما في وعاء يحتوى ذرات طليقة لها عدد من مناسيب الطاقة ، يكون أحدها على الأقل منسوبا شبه مستقر . بإضاءة هذا الغاز بضوء متألق ، يرتفع عدد كبير من الذرات ، خلال الرنين ، من المنسوب الأرضي إلى المناسيب المثارة . وعند هبوط الإلكترونات ، يقع معظمها في مصيدة المنسوب شبه المستقر . وإذا كان الضوء الضاخ شديدا بدرجة كافية ، يمكن أن نحصل على الانقلاب الاسكاني ، أى ، زيادة الإلكترونات في المنسوب شبه المستقر عن المنسوب الأرضي .

عندما يقفز تلقائيا الكترون في أحد هذه المناسيب شبه المستقرة إلى المنسوب الأرضي ، كما يحدث آخر الأمر ، فإنه يشع فوتونا طاقته  $h\nu$  . يسمى هذا اشعاع فلورى

\* لمعالجة تفصيلية لليزر ارجع إلى

أو وميض . وبمرور الفوتون بذرة أخرى مجاورة في المنسوب شبه المستقر نفسه ، يمكنه على الفور تبعاً لمبدأ الرنين أن يشجع تلك الذرة على إشعاع فوتون له نفس التردد بالضبط ويعيدها إلى المنسوب الأرضي ( انظر الشكل ٣٠ - ١ ) . ومن المدهش إلى حد كبير أن يكون هذا الفوتون المشجع له تماماً نفس التردد والاتجاه والاستقطاب كالفوتون الأصلي ( ترابط مكاني ) وتتماثل نفس الطور والسرعة ( ترابط زمني ) .

يمكن الآن اعتبار كل من هذين الفوتونين بمثابة أمواج أولية ، بمرورها بذرات أخرى في مناسبتها شبه المستقرة ، فإنها تشجعها على الإشعاع في نفس الاتجاه بنفس الطور . ومع ذلك ، يمكن أيضاً تشجيع الانتقالات من المنسوب الأرضي إلى المناسيب المثارة ، وذلك بامتصاص الموجة الأولية . ولذلك تتطلب زيادة الانبعاث المشجع انقلاباً إسكانياً ، أى ، زيادة عدد الذرات في المنسوب شبه المستقر عن المنسوب الأرضي . لذلك إذا كانت ظروف الغاز ملائمة ، ينشأ تفاعل متسلسل ، نتيجه إشعاع مترابط عالي الشدة .



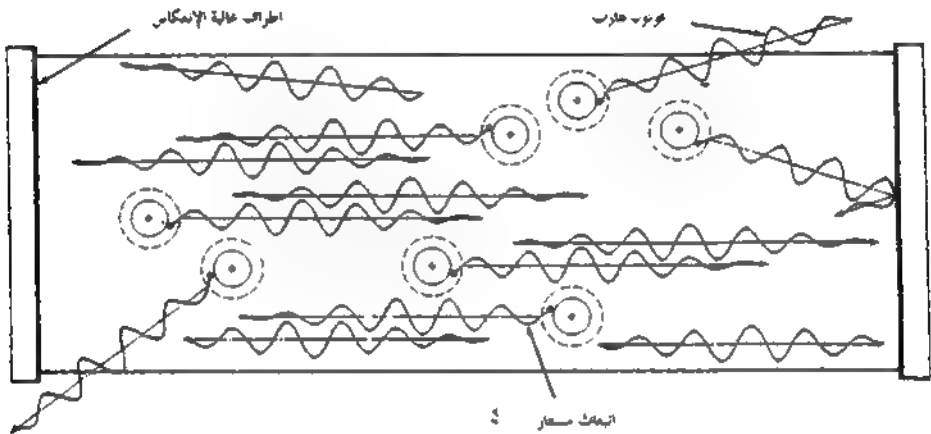
شكل ٣٠ - ١ : أساس الانبعاث المحفز للهواء من ذرة . كل الأمواج لها نفس الطول الموجي  $\lambda$  كما أنها ممتدة في الطور وتنتشر في مسارات متوازية .

### ٣٠ - ٢ تصميم الليزر

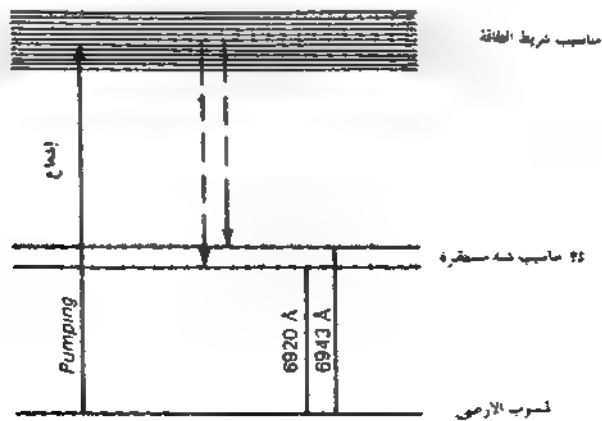
إنتاج ليزر ، ينبغي جعل الانبعاث المشجع متوازياً ، ويتم عمل هذا بتصميم تجويف ملائم يمكن فيه استخدام الأمواج من جديد مرات ومرات . ويمكن هنا تطبيق أسس مقياس تداخل فابري - بيرو من الوجهة الضوئية (ارجع إلى الفقرتين ١٤ - ١٠ و ١٤ - ١٣) . ولنفرض أننا احتفظنا بقوة الانعكاس العالية للمرآتين الطرفيتين لمقياس التداخل مع زيادة المسافة بينهما . يمكننا عندئذ أن ندخل في التجويف أى جامد مناسب

أو سائل أو غاز في الذرات أو الجزيئات المكونة له مناسيب شبه مستقرة ( انظر الشكل ٣ - ٢ ) .

يمكننا الآن إثارة الإلكترونات في هذه الذرات أو الجزيئات بواسطة أو بأحدى لإنتاج الانقلاب الإسكاني . إذا أشعت تلقائيا ذرة أو أكثر في المنسوب شبه المستقر ، فإن تلك الفوتونات التي تسقط بزاوية ملحوظة على جدران التجويف ، أو الأنبوبة ، تنهرب



شكل ٣ - ٢ : تجويف ليزر بطرفين عالي الانعكاس ، بين الانبعاث المشع للضوء وهروب بعض الفوتونات الأولية خلال الجدران الجانبية .



شكل ٣ - ٣ : رسم منسوب الطاقة لليزر البقيق

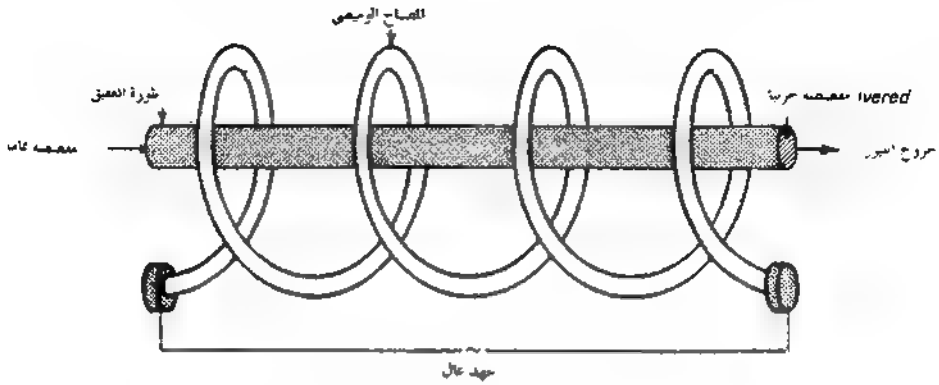
وتفقد . وتلك التي تشع موازية للمحور ستعكس ذهابا وإيابا من طرف لآخر . وتتوقف الآن فرصتها للانبعاث المشجع على الانعكاس العالية للمرايا الطرفية وكثافة الإسكان العالية لذرات المناسب شبه المستقرة داخل التجويف . إذا توفر هذان الشرطان ، فإن تعاطم الفوتونات المندفعة ذهابا وإيابا خلال التجويف يمكن أن يؤدي إلى تواصلها ذاتها وستتذبذب النظام تلقائيا .

### ٣٠ - ٣ ليزر العقيق

استخدم ميمان بالبلورة عقيق أحادية اصطناعية وردية اللون كنتجويف رنان في بناء أول ليزر ناجح عام ١٩٦٠ . والعقيق أساسا بلورة شفافة من للكوراتدم ( $Al_2O_3$ ) مطعمة بحوالى ٠.٠٥ في المائة بأيونات كروم ثلاثية التكافؤ على شكل  $Cr_2O_3$  . والأخير هو المسئول عن لونها الوردى . تكون ذرات الألومنيوم والأكسجين في الكوراندوم حاملة في حين أن أيونات الكروم هي المقومات الفعالة .

وبالبلورة العقيق ، كما تنمو في المعمل ، تكون اسطوانية الشكل . تقطع بحيث يكون طولها حوالى ١٠ سم وتصل نهايتها بحيث تكون النهايتان مستويتين ومتوازيتين . ( فيما بعد تشطف حوافها عند زاوية بروستر ( انظر الشكل ٣٠ - ١١ ) . وفي ليزر عقيق نموذجي ، تكون إحدى نهايتيه عالية الانعكاسية ( حوالى ٩٦٪ ) والأخرى نصف مفضضة تقريبا ( حوالى ٥٠٪ ) .

عندما يدخل ضوء أبيض إلى البلورة ، يحدث امتصاص قوى في الجزء الأزرق - الأخضر من الطيف بواسطة أيونات الكروم ( انظر الشكل ٣٠ - ٣ ) . لذلك ، يعمل الضوء من مصدر قوى يحيط بالبلورة على رفع العديد من الالكترونات إلى شريط عريض من المناسب كما هو موضح السهم الرأسى الموجة إلى أعلى على يسار الشكل . وسرعان ما تهبط هذه الالكترونات كثير منها يعود إلى المنسوب الأرضى . ومع ذلك ، يهبط بعض هذه الالكترونات إلى المناسب الواقعة في الوسط ، ليس عن طريق إشعاع فوتونات ، وإنما بواسطة تحويل الطاقة الاهتزازية للذرات المكونة للشبكة البللورية . وإذا حدث وبقيت الالكترونات في المناسب الوسطى لعدة أجزاء من الألف من الثانية ( أطول حوالى ١٠ آلاف مرة مما في معظم المناسب المثارة ) ، ثم قفزت عشوائيا عائدة إلى المنسوب الأرضى ، مشعة ضوء مرئى أحمر . ويعزز هذا الاشعاع الفلورى اللون الوردى أو الأحمر للعقيق ويكسبه تألقه .



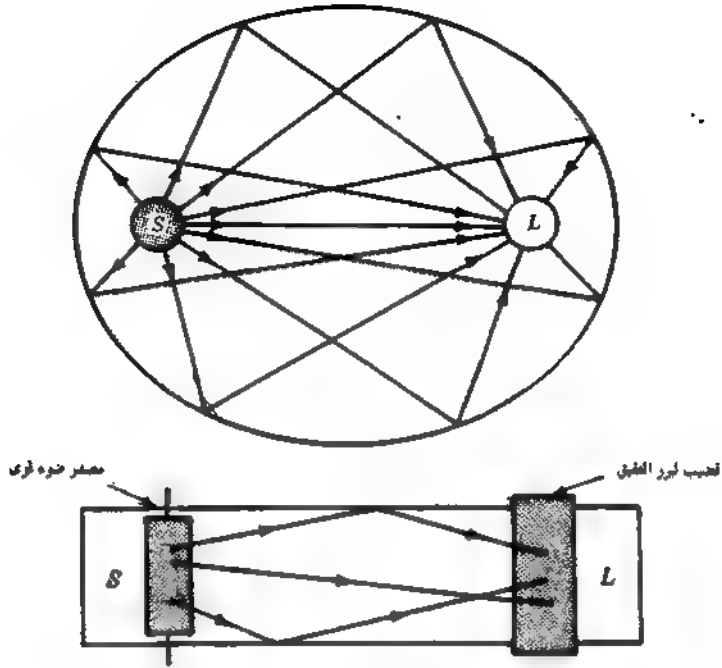
شكل ٣٠ - ٤ : ليزر عقيق يستخدم مصباح وميض لولبي في عملية الضخ الصوتي

ولزيادة إسكان الالكترونات في المناسب شبه المستقرة إلى حد كبير ، تم تطوير مصادر الضوء القوية جدا ، وكذلك أنظمة تجميع - الضوء . والجهاز الذي استخدمه ميمان موضح في الشكل ( ٣٠ - ٤ ) . وثمة مصباح وميض لولبي على الشدة يحيط بالعقيق ويمده بالضخ الصوتي المناسب لإنتاج الانقلاب الاسكاني .

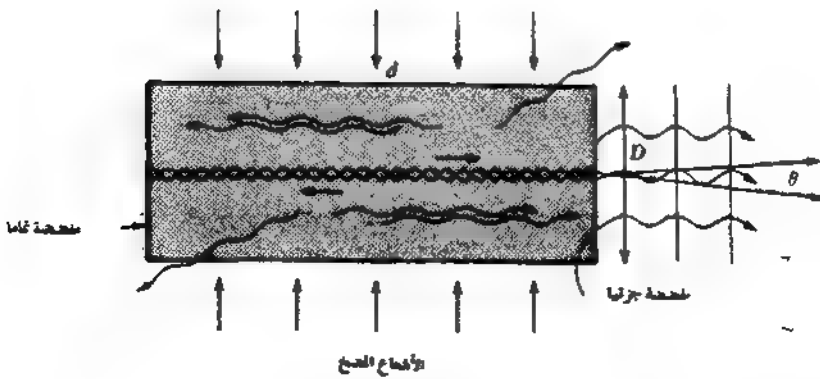
وثمة جهاز فعال آخر موضح في الشكل ( ٣٠ - ٥ ) . بوضع مصدر ضوء قوى النبضات عند إحدى بورتي عاكس اسطواني مقطعة قطع ناقص وبوضع قضيب العقيق عند البورصة الأخرى ، يمكن الوصول إلى كفاءة عالية . يمكن تفريغ صف من المكثفات خلال المصباح للحصول على نبضة عالية الشدة .

ولقد تم بنجاح إنتاج واستخدام عدد من مصادر ضخ صوتي أخرى للطاقة ؛ كأمثلة قليلة منها ، الأسلاك المفجرة والتفاعلات الكيميائية وتركيز ضوء الشمس .

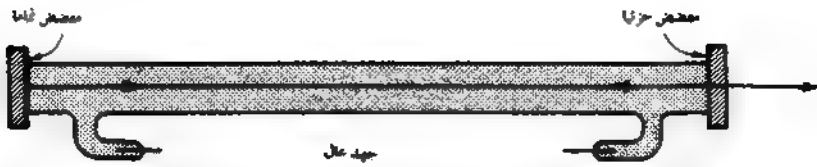
- ١- وبالضخ من مصدر صوتي قوى محيط ، يتحول جزء كبير من الطاقة المختزنة إلى حزمة مترابطة . وتكون الأمواج المترابطة المنتقلة في اتجاهين متضادين في بلورة العقيق
- ٢- أمواجاً موقوفة يمكن مقارنتها بتجويف رنان في الأمواج القصيرة جداً ( أمواج الميكرو ) . وبطراً لوجود إحدى النهايتين عاكسة جزئياً ، فإن جزءاً من الضوء الداخلي
- ٣- يفقد كحزمة ظاهرة للعيان . ( انظر الشكل ٣٠ - ٦ ) . ولبعض الأغراض تفضل
- ٤- النهايتان كلية. وتترك منطقة مركزية صغيرة نظيفة لتسمح بفاذ جزء من الضوء كحزمة
- ٥- ضيقة بادية للعيان .



شكل ٣٠ - ٥ : عاكس اهليلجي لتركيز الضوء من المصدر S على ليزر L .



شكل ٣٠ - ٦ : الترابط اهليلجي لأمواج الضوء في ليزر الحالة - الجسدية مثل بالورة المقيى يكون الانعكاس من الطرفين الأمواج الموقوفة والرنين .



شكل ٣٠ - ٧ . المكونات البسيطة لليزر غازي He-Ne . ضغط توازي مسوي المرآتين بمسامير محواة غير ظاهرة في الشكل .

### ٣٠ - ٤ ليزر غازي الهليوم - النيون

وضع أول ليزر غاز بنجاح موضع التنفيذ على أيدي جافان ، بينيت وهاريوت عام ١٩٦١ . ومنذ ذلك الحين تم تشغيل عدة أنواع مختلفة من الليزر الغازي ، باستخدام غازات من أنواع ومخاليط مختلفة . ونظر لخصائصها من ناحية وثباتها غير العادي من ناحية أخرى ، وإشعاعها باستمرار من ناحية ثالثة ، يستخدم ليزر He-Ne على نطاق واسع في البصريات ومعامل الفيزياء في جميع أرجاء العالم .

وثمة شكل قديم لليزر He-Ne موضح في الشكل ( ٣٠ - ٧ ) . فهو يتكون من أنبوبة زجاجية طولها حوالي ١ م تحتوي على هيليوم ضغطه حوالي ١ تور ونيون ضغطه حوالي ١٠ تور . ( ١ تور = ١ مم زئبق ) . يتم ضغط المرآتين عالىتي الانعكاس متوازيين إلى درجة عالية من الدقة .

وثمة جهد عال ، مثل ذلك الذي يمكن الحصول عليه من محول رافع أو من ملف تسلا ، يتم إمداده بواسطة أقطاب ملتصقة داخليا أو بواسطة أسرطة معدنية حول الأنبوبين أو الوسط .

وبالرغم من وفرة الهيليوم الموجود في الخليط حيث يبلغ عدد ذراته ١٠ أمثال عدد ذرات النيون ، إلا أن اللون البرتقالي للتفريغ الكهربى خلال الخليط هو المميز للذرات النيون . يحتوي الطيف المرئى للهيليوم على خطوط قوية في الأحمر والأصفر والأخضر والأزرق ، ولهذا يبدو التفريغ كضوء أبيض . وطيف النيون ، من ناحية أخرى ، له خطوط عديدة قوية في البرتقالي والأحمر وخطوط قليلة في الأخضر والأزرق والبفسجى ، ولهذا يظهر التفريغ الكهربى له أحمر برتقالى [ انظر الشكل ٢١ - ٨ (هـ) ]

جدول ٣٠ - ١ : مناسيب أدنى للطاقة ، قيمها بدلالة الأعداد الموجية ودلالاتها للهيليوم والنيون

المنصهر	الشكل الإلكتروني	دلالة المنسوب	الطاقة سم <sup>-١</sup>	المنصهر	الشكل الإلكتروني	دلالة المنسوب	الطاقة سم <sup>-١</sup>
He	1s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	0	Ne	2p <sup>6</sup> 3p	6(0) 7(1) 8(2) 9(0) 10(0)	150,918 150,773 150,856 151,039 152,971
He	1s2s	<sup>3</sup> S <sub>1</sub> <sup>1</sup> S <sub>0</sub>	159,843 166,265	Ne	2p <sup>6</sup> 4s	<sup>3</sup> P <sub>2</sub> <sup>3</sup> P <sub>1</sub> <sup>3</sup> P <sub>0</sub> <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	158,605 158,797 159,381 159,534
Ne	2p <sup>6</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	0	Ne	2p <sup>6</sup> 5s	<sup>3</sup> P <sub>2</sub> <sup>3</sup> P <sub>1</sub> <sup>3</sup> P <sub>0</sub> <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	165,829 165,913 166,607 166,659
Ne	2p <sup>6</sup> 3s	<sup>3</sup> P <sub>2</sub> <sup>3</sup> P <sub>1</sub> <sup>3</sup> P <sub>0</sub> <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	134,042 134,460 134,820 135,889				
Ne	2p <sup>6</sup> 3p	J(1) 2(3) 3(2) 4(1) 5(2)	148,258 149,658 149,825 150,122 150,316				

و (و) . يحتوى طيف النيون أيضاً على عدد كبير من الخطوط في منطقة الأشعة تحت الحمراء القريبة . جميع مناسيب الطاقة لدينا معطاة في الجدول ( ٣٠ - ١ ) ، ورسم مناسيب الطاقة لهذه المناسيب موضح في الشكل ( ٣٠ - ٨ ) .

تكون الحالة العادية للهيليوم هي المنسوب <sup>1</sup>S<sub>0</sub> الذى ينشأ من الكترونين من الكترونات التكافؤ في المدار 1s . إثارة هذه هذين الالكترونين إلى المدار 2s تؤدي إلى وجود الذرة في الحالة <sup>1</sup>S<sub>0</sub> أو <sup>3</sup>S<sub>1</sub> ولكل منهما حالة شبه مستقرة ، نظراً لأن الانتقالات للحالة العادية ممنوعة تبعاً لقواعد الانتقاء [ ارجع إلى المعادلة ( ٩ - ١٥ ) ] .

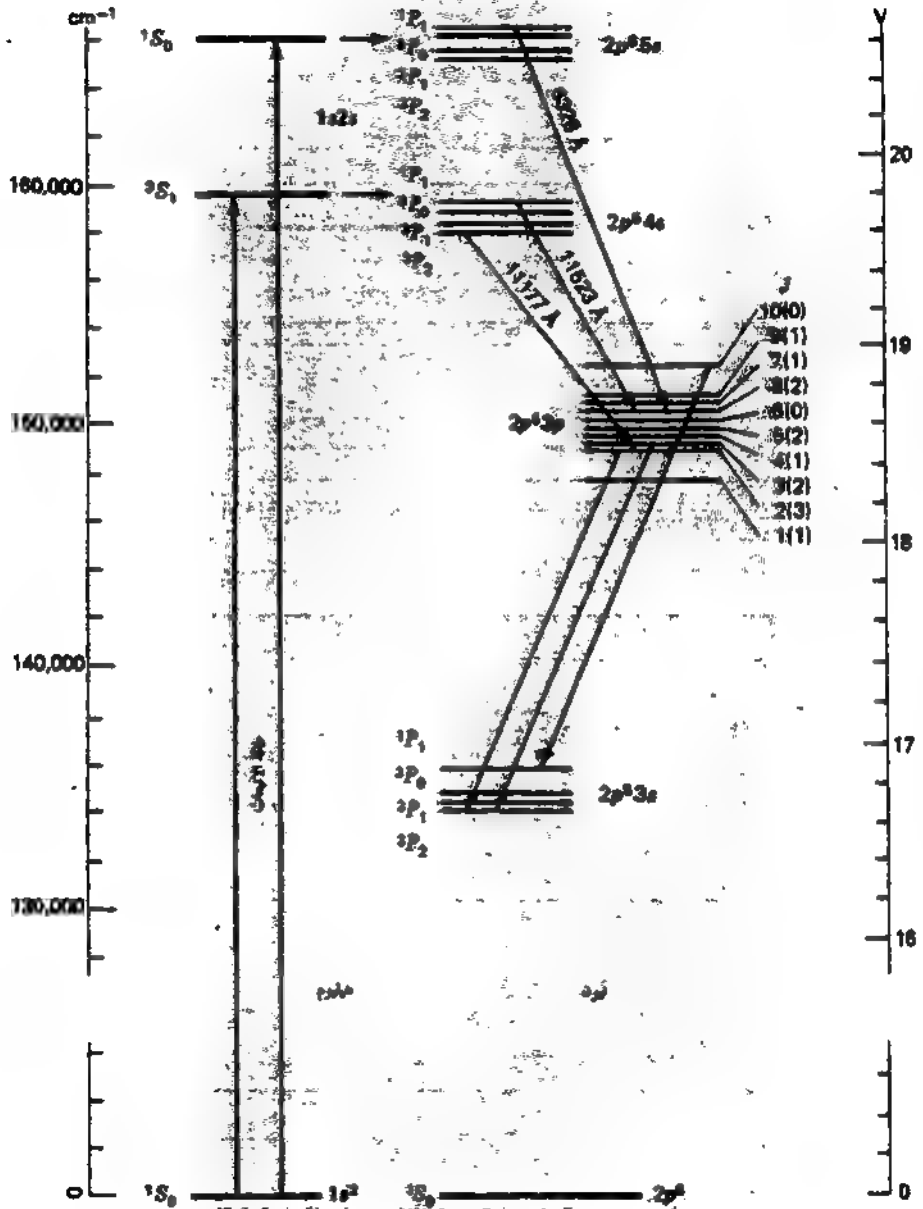
وللنيون ، Z له = ١٠ ، ١٠ إلكترونات في الحالة العادية ويمثل بالتشكيل 1s<sup>2</sup> 2s<sup>2</sup> 2p<sup>6</sup> . عندما يثار أحد الالكترونات الستة 2p إلى 3s ، 3p ، 3d ، 4s ، 4p ، 4d ، 4f ، 5s ، وهكذا ، ينشأ مدار مناسيب الطاقة له ثلاثية وأحادية . ولتحت الغلاف 2p<sup>5</sup> ، الذى ينقصه إلكترون واحد ليكون مكتملاً ، نفس سلوك تحت الغلاف 2p الذى يحتوى إلكترون واحد . ولهذا ، يكون عدد ودلالات المناسيب الناتجة هو نفسه كما في حالة الالكترونين ، جميعها ثلاثية وأحادية .

عندما تصطدم الالكترونات الحرة مع ذرات الهيليوم أثناء التفريغ الكهربي ، يمكن أن يثار أحد الالكترונים المقيدين إلى المدار  $2s$  أى إلى المناسيب  $2s_0$  أو  $2s_1$  ونظرا لأن الانتقالات إلى أسفل ممنوعة بواسطة قواعد الانتقاء الاشعاعى ، تكون هذه بمثابة مناسيب شبه مستقرة ولذلك يزداد عدد الذرات المثارة . ولهذا يكون لدينا ضخ ضوئى ، من المنسوب الأرضى  $2s_0$  إلى مناسيب شبه مستقرة  $2s_1$  و  $2s_0$

عندما تصطدم ذرة هيليوم شبه مستقرة مع ذرة نيون فى منسوبها الأرضى ، يوجد احتمال كبير لانتقال طاقة الاثارة إلى النيون لترفعها إلى واحد من المناسيب  $2p_1$  أو  $2p_0$  ،  $2p_2$  وتتحول أى زيادة صغيرة فى الطاقة إلى طاقة حركة للذرات المتصادمة وفى هذه العملية تعود كل ذرة هيليوم إلى منسوبها الأرضى فى نفس الوقت الذى تثار فيه ذرة النيون بالتصادم إلى المنسوب الأعلى للطاقة المناظرة . ويكون احتمال رفع ذرة نيون إلى المناسيب  $2p^3p$  أو  $2p^3s$  صغيرا جدا بسبب عدم توافق الطاقة الكبيرة ولهذا يزداد التحويل بالتصادم الاسكان الالكترونى فى المناسيب العليا للنيون .

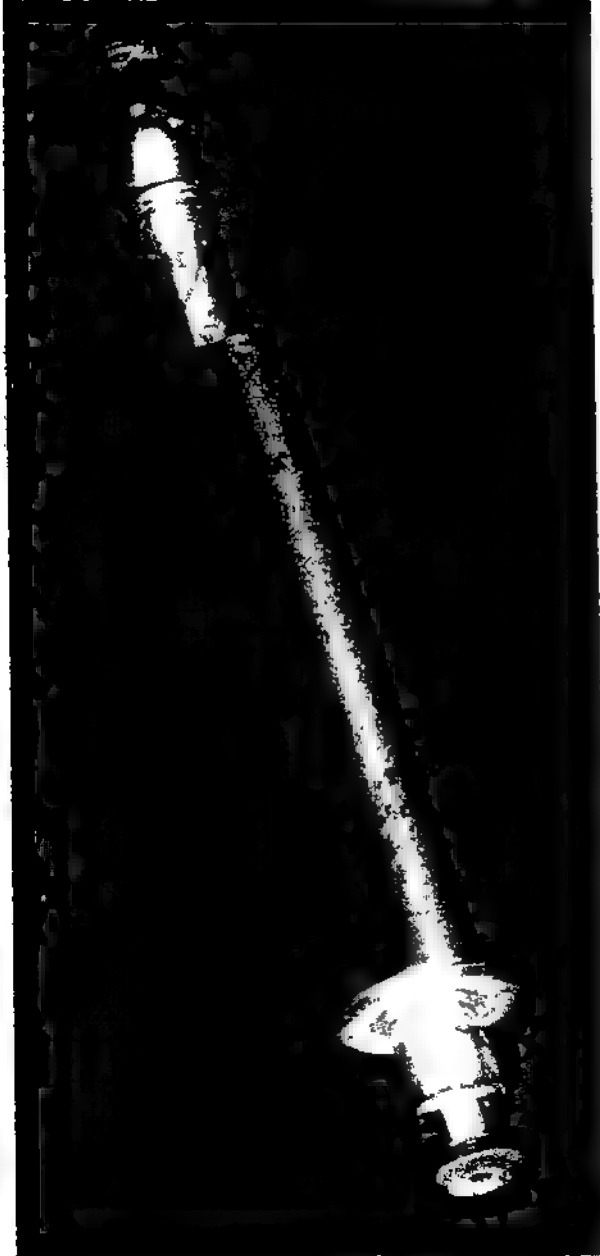
ونظرا لأن قواعد الانتقاء تسمح ، بالانتقالات من هذه المناسيب إلى ١٠ مستويات دنيا من  $2p^3p$  ومن هذه بدورها إلى ٤ مستويات من  $2p^3s$  ، يمكن للانبعاث المشجع من زيادة عملية الليزر . يتطلب الليزر فقط أن تكون المناسيب  $2s_0$  ،  $2s_1$  للنيون أكثر كثافة إسكانية من المناسيب  $3p$  . ونظر لأن المناسيب  $3p$  تكون فقط قليلة الإسكان يمكن لليزر أن يبدأ دون ضخ معظم الذرات من المنسوب الأرضى .

أمواج الضوء المنبعثة داخل الليزر بأطول موجية مثل ٦٣٢٨ و ١١١٧٧ و ١١٥٢٣ أنجستروم يمكن إغفالها أحيانا فى الاتجاه الموازى لمحور الأنبوبة بارتدادها ذهابا وإيابا بين المرآتين الطرفيتين ، تقوم هذه الأمواج بتشجيع الانبعاث بنفس التردد من ذرات النيون المثارة الأخرى ، وتنتقل الموجتان لأصلية والمشجعة موازيين للسحور . ويكون معظم الاشعاع المضخم النافذ من نهايتى ليزر غازى He-Ne فى منطقة الأشعة تحت الحمراء القريبة من الطيف ، بين ١٠ آلاف و ٣٥ ألف أنجستروم ، وأكثر الأطوال الموجية تضخيما للشدة فى الطيف المرئى هى للخط الأحمر عند ٦٣٢٨- أنجستروم . وثمة صورة لنوع رخيص من ليزر غازى He-Ne يستخدم فى المعمل موضحة فى الشكل ( ٣٠ - ٩ ) . وسنعرض الطرق تشغيل مثل أجهزة الليزر هذه عند طول موجى واحد فى الفقرة ( ٣٠ - ٧ ) .

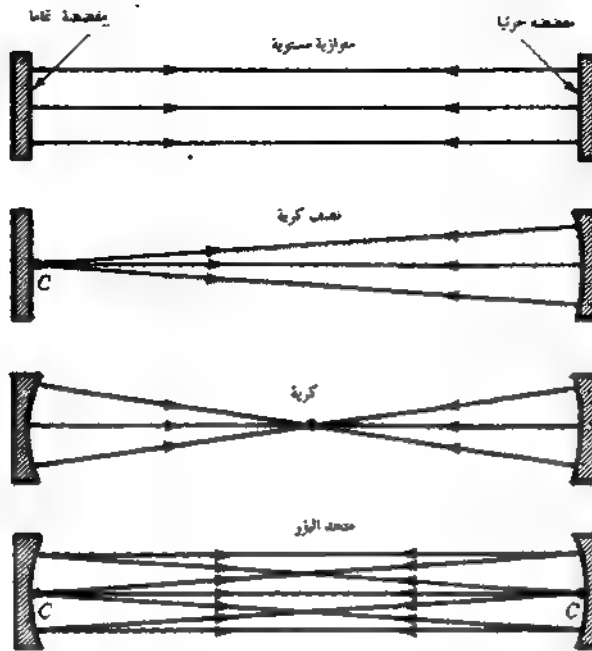


شكل ٣٠ - أ : الطاقة المتبادلة بين أشكال تناسيب الطاقة للبروت الهيليوم واليون المتضمنة في ليزر غازي

. He-Ne.



شكل ٣٠ - ٩ : صورة لجهاز ليزر He-Ne من النوع المستخدم في معامل الفيزياء الأساسية والمقدمة لتجارب الطلاب .



شكل ٣٠ - ١٠ : أربعة أنواع من المرايا الطرفية الشائعة الاستخدام في الليزر ( انحناء المرايا مبالغ فيه )

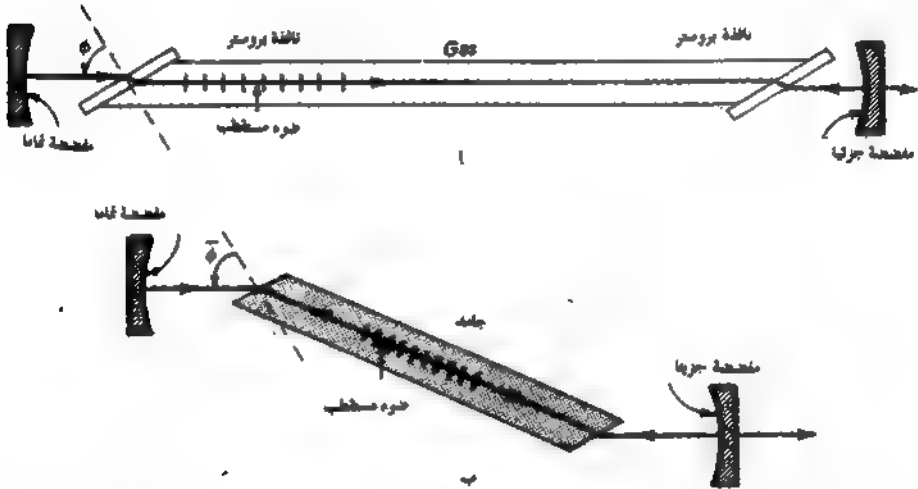
### ٣٠ - ٥ المرايا المقعرة ونوافذ بروسستر

ادخلت تحسينات كثيرة على تقنية الليزر . أحدها هو استخدام مرايا مقعرة عند أحد طرفي التجويف الرنان أو كليهما ، وتنتج عنه حساسية أقل للخروج عن الخط المستقيم . تكون هذه المرايا غالبا منفصلة عن الحالة المثابتة ( البلازما ) لتسمح بسهولة الضبط ولتسمح بإدخال مكونات ضوئية متنوعة في مقطع الموجة الموقوفة .

وثمة أربعة أشكال شائعة الاستخدام موضحة في الشكل ( ٣٠ - ١٠ ) . والنظام نصف الكروي في الوسط ، بمرآة مقعرة عند طرف واحد فقط ، يوجد مركز تكورها عند منتصف السطح العاكس للمرآة المستوية . وللنظام الكروي مركزا تكورا ينطلقان معاً عند منتصف الشكل c . والنظام متحد البؤر له مركزا تكور كل منهما عند منتصف وجه المرآة المقابلة . تكون إحدى المرأتين عادة مقعرة تماما ، والاخرى مقعرة

جزئياً أو مفضضة كلياً مع منطقة صغيرة خالية عند منتصفها .

في حالة تعامد الألواح الطرفية لليزر مع المحور ، يكون الفقد بالانعكاس بحوالى ٤٪ عند كل من السطوح الفاصلة ضاراً بالترايط . بإمالة هذه الألواح أو شطف الأطراف في ليزر الجوامد بزواوية الاستقطاب  $\phi$  ، سيكون للتوافد أو الأطراف نفاذية ١٠٠٪ من الضوء الذى يكون متجهه الكهربى موازياً لمستوى السقوط [ انظر الشكل ( ٣٠ - ١١ ) ] . وينعكس المركبة العمودية جزئياً عند كل سطح فاصل مع كل عبور لليزر . لذلك ، تكون حزمة الليزر مستقطبة ، كما في حالة مجموعة من الألواح [ ارجع الأشكال



شكل ٣٠ - ١١ : أطراف ليزر مشطوفة بزوايا استقطاب بومستر تخلص من الانعكاسات الضارة ويستقطب في نفس الوقت الضوء في معنى السقوط (أ) ليزر غازى و (ب) ليزر الحالة الجامدة مثل بللورة العقيق ومعامل انكسارها  $n$  .

( ٢٤ - ٤ ) و ( ٢٤ - ٥ ) و ( ٢٤ - ٦ ) و ( ٢٥ - ٢ ) . تعطى زاوية الاستقطاب من :

$$\tan \phi = n \quad ( ٣٠ - ١ )$$

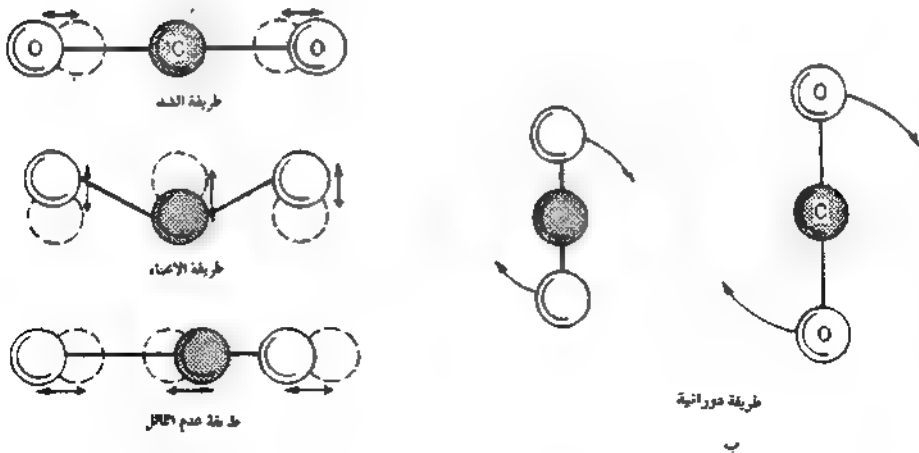
حيث  $n$  معامل انكسار الوسط . المعامل للزجاج هو ١,٥٠ ،  $\phi = ٥٥٧^\circ$  وهذه هي زاوية السقوط في الوسط الأقل كثافة ضوئية ، ويكون للمركبة العمودية انعكاسية

حوالى ١٥٪ عند عبور كل سطح فاصل . وكما ذكرنا من قبل يكون مستوى الاستقطاب لأى فوتون مشجع هو تماماً نفسه للفوتون المشجع .

### ٣٠ - ٦ ليزر ثنائى أكسيد الكربون

أحد أمثلة الليزر الغازات الجزيئية عالية القدرة هو ذلك الذى يعمل على جزيئات غاز ثنائى أكسيد الكربون . ينتج هذا الجهاز الضوئى حزمة ليزر ذات قدرة خارجة تصل عدة آلاف واط وفى نفس الوقت تحتفظ بنقاؤها وترابطها إلى درجة عالية نسبياً .

ميزة مثل هذا الليزر ذى القدرة العالية يمكن بيانها تجريبياً عن طريق أن حزمة مركزة يمكنها قطع ماسه ومجموعة من ألواح الصلب من جانب لآخر فى ثوان . أكثر من هذا ، يولد مثل هذا الليزر مدى عريضاً من الترددات فى منطقة تحت الحمراء وتكون متناغمة خلال مدى من الأطوال الموجية . وللحزم أيضاً تطبيقات فى أنظمة الاتصالات البصرية ، كالردار البصرى ، كما أنها ملائمة للاستخدام فى الأنظمة الأرضية والفضائية . نظراً لأن الأشعة تحت الحمراء تستطار قليلاً أو تمتص قليلاً فقط فى الغلاف الجوى ( الاستطارة تتناسب مع  $\lambda^4$  ) .



شكل ٣٠ - ١٢ : أشكال توضح الطريقة الكمية الاهتزاز ودوران جزيء CO<sub>2</sub> .

تكون أطيف الغازات الجزيئية أكثر تعقيدا من تلك لكثير من الغازات البرية . إضافة إلى مناسب الطاقة لذرة طليقة ، يمكن لجزيء أن تكون له مناسب تنشأ من الاهتزازات والدورات الكمية للذرات نفسها . ولهذا ، يوجد لأي تشكيل إلكتروني في الحرية عدد من مناسب الاهتزاز متساوية الأبعاد غالبا ، ولكل منسوب اهتزازي يوجد عدد من مناسب الدوران وبين الشكل ( ٣٠ - ١٢ ) هذه الطرق الجزيئية في أشكال منفصلة . لاحظ أنه في الوقت الذي يهتز فيه بأى طريقة من مناسب الكم الثلاثة (أ) يمكن لجزيء أن يتخذ واحدا من مجموعة مناسب الكم الدورانية مثل (ب) .

مناسب الطاقة للتشكيل الإلكتروني في المنسوب الأرضي موضحة في الشكل ( ٣٠ - ١٣ ) . ويعطي العدد الملون بخوار كل منسوب كمية التحرك الزاوية الدورانية بوحدات  $h$  . وثمة انتقالان من الانتقالات المسووحة في منطقة تحت الحمراء بين منسوبي دوران ينتميان إلى منسوبي اهتزاز مختلفين موضحان . انظر إلى شكل منسوب الطاقة المبسط في الشكل ( ٣٠ - ١٤ ) .

تؤدي إضافة غاز النتروجين  $N_2$  في تحييف الليزر إلى الارتفاع الانتقائي لجزيئات  $CO_2$  إلى مناسب الليزر المطلوبة . يكون هذا شبيها بالانتقال الانتقائي لطاقة الاثارة من الهيليوم إلى ذرات النيون في ليزر He-Ne [ انظر الشكل ( ٣٠ - ٨ ) ] .

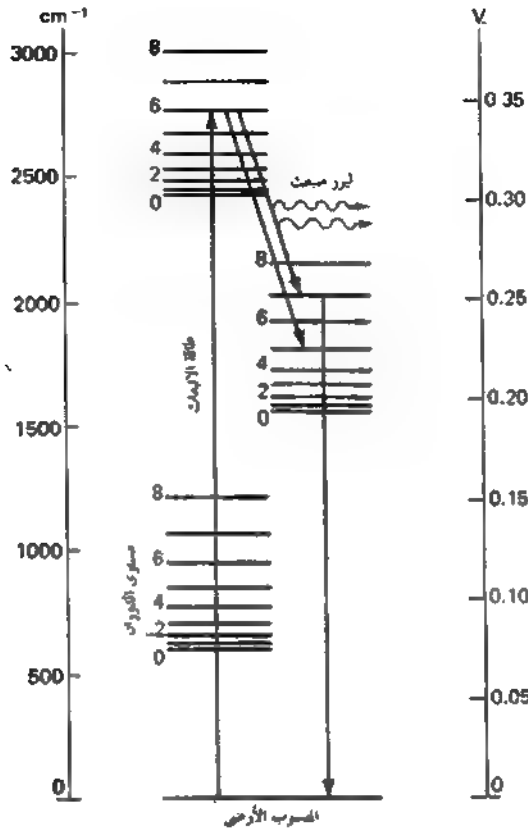
ترجع الكفاءة المرتفعة لليزر  $CO_2$  إلى حد كبير مناسب الاهتزاز والدوران الدنيا تتطلب قدرا أقل من طاقة الاثارة وأن نصيبا طيبا منها يتحول إلى حزمة الليزر . فبينما يكون مطلوبا حوالى ٢٠ فولتا لاثارة ذرة الهيليوم إلى أول مناسبها شبه المستقرة ، فإن لم فولت فقط يكون مطلوبا لاثارة جزيء  $CO_2$  لأول مناسبه الاهتزازية والدورانية ( انظر المسائل ٣٠ - ١١ و ٣٠ - ١٢ في نهاية هذا الباب ) .

$$١ \text{ فولت} = ٨٠.٦٥ \text{ سم}^{-١} \quad (٣٠ - ٢)$$

$$١ \text{ سم}^{-١} = ١,٢٣٩٩ \times ١٠^{-٤} \text{ فولت} \quad (٣٠ - ٣)$$

موضح في الشكل ( ٣٠ - ١٥ ) أحد أشكال ليزر  $CO_2$  . ونظرا لأن مناسب الاهتزاز العليا ذات عمر زمني طويل نسبيا ، يمكن للمرء تخزين الطاقة في أنبوبة تفريغ كهربي خلال الغازات الحوالى جزء من مليون من الثانية بإعاقه مسار الضوء داخل التحييف الرنان . مما يمنع تذبذب الليزر .

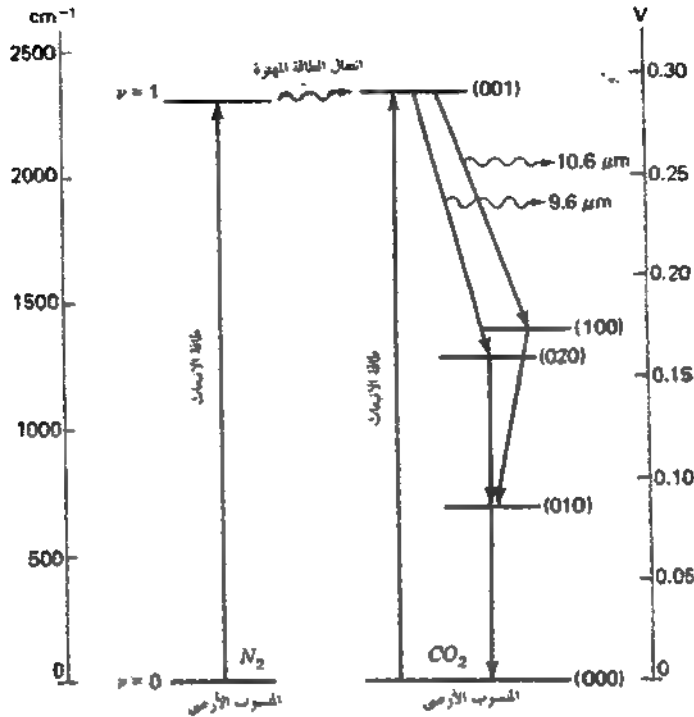
عند إزالة العائق فجأة ، فإن النتائج الخارج من الليزر يكون على شكل نبضة محائية



شكل ٣ - ١٣ : رسم منسوب الطاقة لحزمة CO<sub>2</sub> ، بين ثلاثة مناسيب اهتزاز لكل ٩ مناسيب دوران .

تكون قمة قدرتها أكبر من متوسط قدرة الموجة المستمرة (CW) ١٠٠٠ مرة على الأقل .  
يُسمى هذا بالتحويل Q أو المقغم Q ؛ ويمكن أن يتم إنجاز هذا بإدخال أحد العناصر  
المتنوعة في التجويف ، مثل مقطع ميكانيكي ، مرآة دوارة ، خلية كير ، تحلية بوكيلز  
وهكذا ( ارجع إلى الباب ٣٣ ) .

في حالة استخدام مرآة دوارة في الوضع المين بالشكل ( ٣٠ - ١٥ ) ، تشع نبضة  
من الأشعة تحت الحمراء عند ١٠,٦ ميكرون في كل مرة تنظم فيها مع المرآة المقابلة .  
فليزر أمواجه مستمرة قدرته ١٠٠ واط سيولد نبضات قدرتها ١٠٠ كيلو واط تبدو  
فحاة للعيان لمدة ١٥٠ نانوثانية بمعدل ٤٠٠ نبضة في الثانية .



شكل ٣٠ - ١٤ : أشكال مناسب الطاقة لمقارنة CO<sub>2</sub> بـ N<sub>2</sub> . إثارة التروجين من المنسوب الأرضي ν = ٠ صفر إلى أول منسوب اهتزازة ν = ١ ، وانتقال الطاقة إلى جزيء CO<sub>2</sub> .

### ٣٠ - ٧ التجاويف الرنانة

يمكن أن يعمل تجويف الليزر بطرق تذبذبية متنوعة شبيهة بتلك لموجة موجي . فعندما تنتقل الأمواج جيئة وذهابا بين المرآتين الطرفيتين ، بينهما مسافة d ، تكون أمواج موقوفة عندما يكون

$$m = \frac{d}{\lambda/2} \quad (٣٠ - ٤)$$

حيث m عدد صحيح . ويعطى تردد التذبذب ν<sub>m</sub> بواسطة

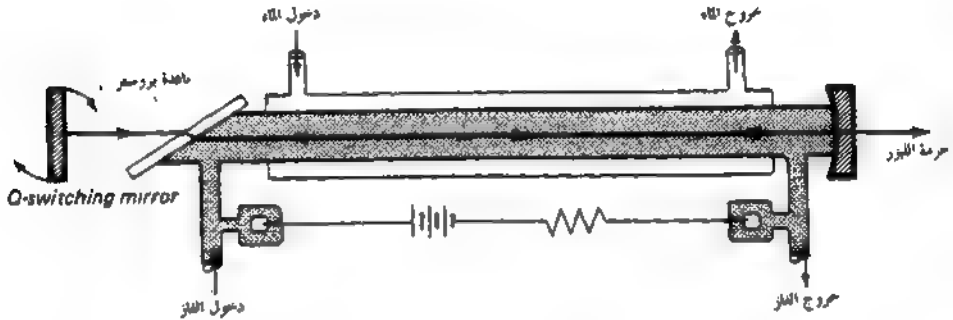
$$\nu_m = \frac{mv}{2d} \quad (٣٠ - ٥)$$

حيث سرعة الأمواج في وسط التجويف

ويعطى الفرق في التردد بين الطرق بواسطة

$$\Delta\nu = \frac{v}{2d} \quad (30-6)$$

ويكون بمثابة مقلوب زمن الذهاب والعودة . لليزر غازى طوله ١ م ،  $\Delta\nu = ١٥٠$  مليون هرتز .

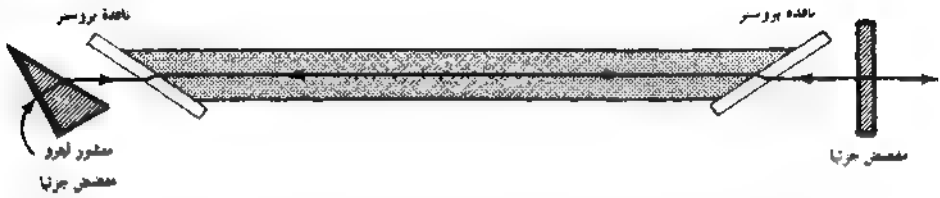


شكل ٣٠ - ١٥ . ليزر ثنائي أكسيد الكربون بغلاف تبريد بالماء ، ونافذة بروسر مرآة دوارة لتقطع حزمة الليزر الخارجة .

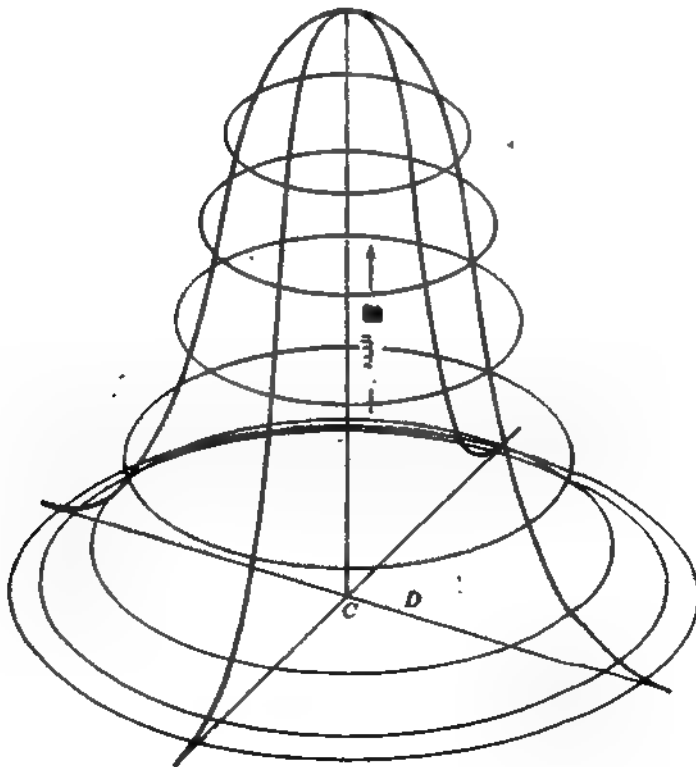
من مصدر طيف غنى بخطوطه يمكن انتقاء أطوال موجية مفردة للتذبذب بإدخال منشور مفضض كأحد المرآتين كما في الشكل ( ٣٠ - ١٦ ) . وتبعا لتفريق المنشور يمكن ضبط المسار الضوئى على نفس الخط للطول الموجى المطلوب فقط . يستخدم هذا الأسلوب اسبكتروجراف ليزرو ، حيث يستخدم منشور أو محزوز حيود كوحدة تفريق [ ارجع إلى الشكل ١٧ - ١٤ (ج) ] .

إضافة إلى هياكل التذبذب الطولية ، يمكن أن توجد الهيئات المستعرضة فى نفس الوقت . ونظرا لأن المجالات داخل غاز ما تكون عمودية تقريبا على محور التجويف ، فإن هذه تسمى بالهيئات المستعرضة الكهربائية والمغناطيسية (TEM<sub>mn</sub>) . يحدد الدليان السفليان n,m العدد الصحيح للخطوط العقدية المستعرضة عبر الحزمة الخارجة . وبعبارة أخرى تكون الحزمة بالنسبة للمقطع العرضى لها مقسمة إلى طبقات \* .

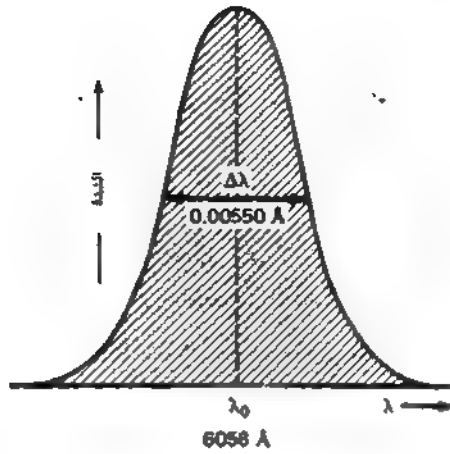
\* لنصو من مجموعات هذه الهياكل ارجع إلى



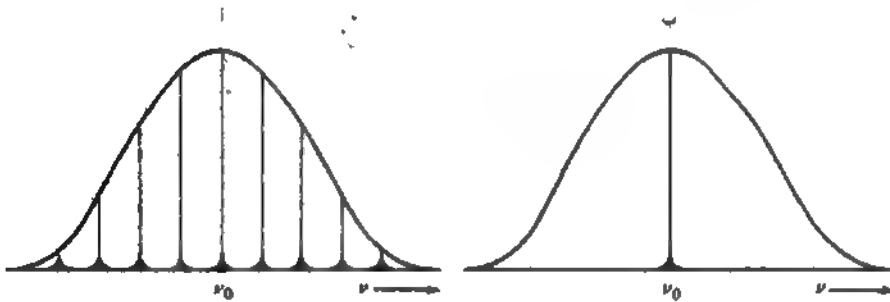
شكل ٣٠ - ١٦ : مضوء مضوء قنما عند نهاية واحدة لليزر ، يفرق الضوء بحيث يكون خط طيفي واحد على استقامة محور الليزر ويكون مضوءا بواسطة تكوين أمواج موقوفة .



شكل ٣٠ - ١٧ : توزيع جلاوس لشدة الضوء خلال المقطع العرضي لحزمة ليزر متطابقة في هيئة  $TEM_{mn}$  .



شكل ٣٠ - ١٨ : شكل يبين للشدة كثافة للطول الموجي لخط الطيف البرتقالي للكربون ( $^{88}\text{Kr}$ )  
 $\lambda = 6056 \text{ Å}$  أنحسروم . يرجع الخط الذي له  $\Delta\lambda$  إلى حد كبير إلى عرض دوبلز .



شكل ٣٠ - ١٩ : هيئات الليزر لتشكيل عاملين لليزر غاز مسعر الأمواج (CW) بين غلاف جاوس و (أ)  
 تسعة ترددات رئيسية بدون تحكم مقياس التداخل ، (ب) تردد وحيد مع تحكم مقياس التداخل (انظر الشكل  
 ٣٠ - ٢٠) .

وأبسط هيئات ،  $\text{TEM}_{nm}$  ، تستخدم على أوسع نطاق ، وتكون كثافة الفيض  
 موزعة خلال المقطع العرضي للحزمة تقريباً تبعاً لتوزيع جاوس ( انظر الشكل ٣٠ -  
 ١٧ ) . لا توجد تغيرات في الطور خلال الحزمة ، كما يوجد في الهيئات الأخرى ، ولهذا  
 تكون الحزمة مترابطة مكانياً . ويكون الانتشار الزاوي للحزمة محدوداً بواسطة الحيود

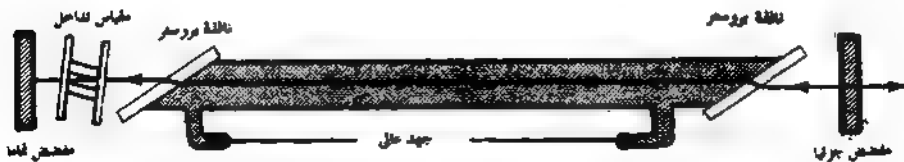
عند فتحة الخروج ولأول تقريب. ( بغرض شدة منتظمة خلال المقطع العرضي لحزمة فطرها  $D$  ) يعطى بواسطة معادلة مجموعة حيود الفتحة . الواحدة ( ١٥ - ١١ ) .

$$\theta = 2.44 \frac{\lambda}{D} \quad (٣٠ - ٧)$$

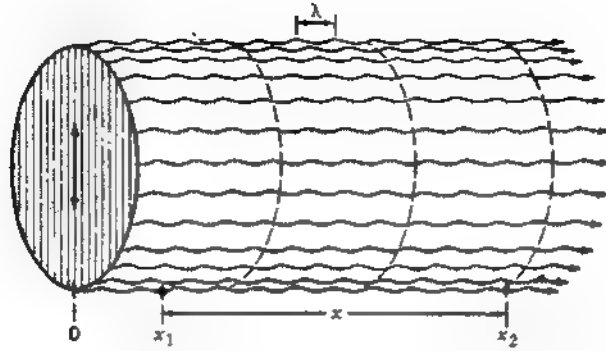
حيث  $\theta = 2\theta_1$  انظر الشكل ( ٣٠ - ٦ ) .

تكون هيئات الرنين لتجويف ليزر أضيق كثير في التردد عن عرض الشريط للانبعاث الذرى التلقائى العادى . ويرجع معظم الخطوط الطيفية المشعة من أنبوبة تفريغ كهوى إلى عرض دوبلر ( انظر الشكل ٣٠ - ١٨ ) . تستمر في التجويف فقط تلك الهيئات التى تخضع للمعادلة ( ٣٠ - ٤ ) . ينتج انتقال اشعاعى وحيد داخل النرة أو الجزىء نطاقا من الترددات ، سينتقى التجويف نطاقا ضيقا معينا منها فقط ويوضحه . ويتوقف عدد الأنطقة على الطول الموجى  $\lambda$  والمسافة  $D$  بين طرفى الليزر [ انظر الشكل ٣٠ - ٩ (أ) ] .

إحدى الطرق لانتقاء نطاق ضيق واحد فقط موضحة في الشكل ( ٣٠ - ٢٠ ) . يتم إدخال مقياس تداخل طوله أقل كثيرا من طول الليزر وألواح مفضضة بطبقة خفيفة في تجويف الليزر ويضبط بامائه ضبطا دقيقا ليصبح في حالة رنين مع التردد المنتقى  $\nu_0$  . وعندئذ سيصبح التردد الجانبى التالى للتردد  $\nu_0$  على كل من الجانبين بزاوية أعرض كثيرا من أن تدخل وتضخم بواسطة التجويف الطويل . ولذلك يستمر فقط التردد  $\nu_0$  بمثل هذا التكوين .



شكل ٣٠ - ٢٠ : شكل مقياس التداخل المتحكم في هيئة تذبذبية واحدة لليزر .



شكل ٣٠ - ٢١ : رسم يوضح أمواج مترابطة مستوية ، أحادية اللون ومسقطبة ، خارجة من ليزر .

### ٣٠ - ٨ طول الترابط

لنأخذ في الاعتبار مصدرا ضوئيا نقطيا يشع قطارا موجيا أحادي اللون طوله بغير حدود ، صدر موجية كرى أو مستوى ( انظر الشكل ٣٠ - ٢١ ) . وتحت هذه الشروط المثالية لا يتوقف الفرق في الطور  $\Delta\phi$  بين نقطتين ثابتين  $x_1, x_2$  ، بينهما مسافة على طول أى شعاع ، على الزمن ، ومكافئا لهذا ، لا يتغير الفرق في الطور المقاس عند نقطة واحدة في الفضاء عند بداية ونهاية فترة زمنية ثابتة  $\Delta t$  مع الزمن  $t$  . وهذه هي حالات الترابط الزمني التام .

ولأ يتوقف الفرق في الطور ، بالتبادل ، لأى نقطتين ثابتتين في مستو عمودى على اتجاه الشعاع على الزمن . وهذه هي حالة الترابط المكافئ أو الحافى التام .

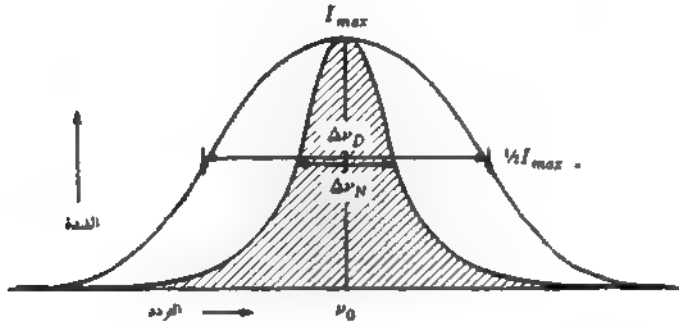
ونظرا لأن مصادر الضوء الحقيقية تشع قطارات موجية بأطوال موجية محددة وأن هد أطول مهم في إنتاج ظواهر التداخل المتعددة الأنواع ، ينبغي علينا تعيين القيم العملية لطول الترابط . يكون متوسط العمر الزمني للفترة في منسوب الاشعاع حوالى  $1,6 \times 10^{-10}$  ثانية . وبالتنقال بسرعة الضوء ، يكون طول كل قطار موجى حوالى ٣ أمتار . وسواء كانت هذه الأمواج مخمدة أو ثابتة السعة ، يؤدى تحليل فورية للأمواج إلى توزيع للتردد يسمى العرض الطبيعي لخط طيف [ انظر الشكل ٣٠ - ٢٢ (أ) ] .

تتكون مصادر الضوء الحرارية من ذرات تشع تلقائيا قطارات موجية في أُرمة عشوائية ، وتغير تردداتها بواسطة الحركات الحرارية وبواسطة المجالات الكهربائية والمغناطيسية الموضعية . يكون مجموع جميع هذه التأثيرات في زيادة عرض كل خط طيف ويعطيه ما يسمى عرض الخط .

$$\Delta\nu = \frac{1}{\Delta t} \quad ( ٨ - ٣٠ )$$

حيث تسمى  $\Delta t$  بالترابط الزمني . ترجع زيادة عرض معظم خطوط الطيف إلى ظاهرة دوبلر ويسمى زيادة العرض للدوبلر\* . والمسافة التي يقطعها الضوء في هذا الزمن  $\Delta t$  ، يسمى طول الترابط ، ويعطى مع بواسطة .

$$L = c \Delta t = \frac{c}{\Delta\nu} \quad ( ٩ - ٣٠ )$$



شكل ٣٠ - ٢٢ : مقارنة العرض الطبيعي لخط طيف مع عرض دوبلر

لذلك ، يكون عرض خط طيف بمثابة مقياس لطول الترابط ، ويتناسب طول الترابط عكسيا مع عرض خط الطيف .

\* إرجع إلى

وثمة معادلة أكثر دقة لطول الترابط تأخذ في حسابها التأثيرات الفعالة في عرض الخط وتعطى تقريبا بواسطة\* .

$$(١٠ - ٣٠) \quad L = \frac{c\sqrt{2} \ln 2}{\pi \Delta\nu} = 0.32 \frac{c}{\Delta\nu}$$

لتفريغ كهربي منخفض الضغط

$$(١١ - ٣٠) \quad L = \frac{c \ln 2}{2\pi \Delta\nu} = 0.11 \frac{c}{\Delta\nu}$$

لتفريغ كهربي عالي الضغط

يكون لخطوط طيف المصادر الحرارية طول ترابط يتراوح من ملليمترات قليلة إلى عشرات السنتيمترات . قد يكون لليزر ، من ناحية أخرى ، طول ترابط يبلغ عدة كيلو مترات . وأحد أكثر الخطوط ترابطا من غير خطوط الليزر هو الخط البرتقالي للكربون ، عند  $\lambda = 6.058$  أنجستروم ( انظر الشكل ٣٠ - ١٨ ) .

مثال : عرض دوبلر  $\Delta\lambda$  للخط البرتقالي للكربون ،  $\lambda = 6.058$  ، عند  $\lambda = 86$  ، أنجستروم هو  $0.0055$  . احسب (أ) تردد الخط  $\nu$  ، (ب) عرض الخط  $\Delta\nu$  بالمهرتز و (ج) طول الترابط بالسنتيمتر .

الحل : (أ) تردد الخط يعطى بواسطة  $c = \nu\lambda$  ولذلك

$$\nu = \frac{3.0 \times 10^{10} \text{ cm/s}}{6.058 \times 10^{-5} \text{ cm}} = 4.95 \times 10^{14} \text{ هرتز}$$

(ب) مستخدما العلاقة المعروفة  $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda$  نجد أن

$$\Delta\nu = \nu \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 4.95 \times 10^{14} \frac{0.0055 \text{ Å}}{6058 \text{ Å}} = 4.50 \times 10^8 \text{ Hz}$$

(ج) من المعادلة ( ٣٠ - ١٠ ) يكون طول الترابط

$$L = 0.32 \frac{c}{\Delta\nu} = 0.32 \frac{3 \times 10^{10}}{4.5 \times 10^8} = 21.3 \text{ cm}$$

\* ارجع إلى

وتقدم فعالية الليزر أحادى التردد ، الذى سبق وصفه ، طول ترابط غير محدود تقريبا مما يجعله مثاليا بالنسبة لفن الهولوجرافى ( التصوير المجسم ) . فالحصول على صور طيبة ينغى ألا يقل الفرق بين مسارين ضوئيين من المصدر الضوئى لأى نقطة على وسط التسجيل عن طول الترابط ( انظر الباب ٣١ ) . فثمة هيئات متذبذبة فى نفس الوقت يمكن أن تقلل من طول الترابط بمقدار هائل ، ولذلك تقصر استخدامه على مستimeters قليلة .

### ٣٠ - ٩ مضاعفة التردد

حصل العلماء ، منذ اللحظة الأولى لنشأة الليزر عام ١٩٦٠ على حزم ضوئية شديدة بقدر كاف لإنتاج توافقيات الموجة الضوئية . ولقد كان مثل هذه الظاهرة معروفا منذ أمد بعيد فى الالكترونييات والصوت ، حيث يلعب مجموع الترددات والفرق بينها دورا هاما فى الدوائر الالكترونية ، والموسيقى ، والسبع\* .

ولقد قام أربعة علماء فى جامعة ميتشجان عام ١٩٦١ بتركيز حزمة من ليزر العقيق تشع نبضات قدرتها ٣ كيلو واط من ضوء أحمر طول موجته ٦٩٤٣ أنجستروم على بللورة كوارتز ، وبذلك الوسيلة تم إنتاج عدد ملحوظ من الفوتونات لها نصف الطول الموجى أو ٣٤٧١,٥ أنجستروم ( انظر الشكل ٣٠ - ٣ ) . ويكون لهذا الطول الموجى الجديد ، الذى يقع فى منطقة الأشعة فوق البنفسجية ، ضعف تردد ضوء الليزر الأحمر تماما . وإمكانية أن يكون هذا ضوءا فلوريا لا مجال للبحث فيها إذ أنه ينبعث فى حزمة موجهة موازية للضوء الساقط\* .

ولقد تلت هذا الاكتشاف التمهيدى عدة تحسينات متصلة به ، وسرعان ما تم الحصول على كفاءات أعلى ، لتحويل ضوء الليزر إلى ترددات توافقية . ولقد سمح فى بعض التحارب الأخرى لطولين موجيين بالتفاعل مع المادة لإنتاج مجموع ترددات والفرق بينها فى منطقة الأشعة فوق البنفسجية ومنطقة الأشعة تحت الحمراء على الترتيب .

\* ارجع إلى

Harvey E. White, "Modern College Physics," 3rd ed., p. 371, D. Van Nostrand Co., Inc., Princeton, N.J., 1956.

† P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.*, 7:118 (1961); J. A. Giordmaine, *Sci. Am.*, 210:38 (April 1964).

ويتضمن التفسير التقليدي (الكلاسيكي) لهذه الظواهر تأين الإلكترونات التكافؤ ضعيفة الارتباط ، التي تشترك في كثير من البلورات في روابط تساهمية بين الذرات . والذرة التي تفقد أحد إلكتروناتها لذرة مجاورة تصبح موجية الشحنة ، وتصبح الذرة المجاورة بالالكترون الزائد سالبة الشحنة . وعندما تمر أمواج الضوء بهذه الأيونات ، تستجيب هذه للمجالات الكهربائية والمغناطيسية المصاحبة فتهتز بتردد المصدر . وعندما تكون شدة الضوء الساقط عالية جدا ، كما هو الحال في حزمة الليزر ، تكون الاهتزازات الذرية المحيطة غير خطية في استجابتها ، كما يحدث تماما في الأصوات الصاخبة ، وتولد توافقيات أعلى . وتكون التوافقية الثانية أكثر شدة من الهيات الأعلى .

ومن وجهة نظر نظرية الكم ، عندما يتفاعل فوتونان مع المادة ، يكون كل من الطاقة وكمية التحرك محفوظا عند إنتاج فوتون واحد .

### ٣٠ - ١٠ أنواع أخرى من الليزر

تم إنتاج مئات من أنواع مختلفة من الليزر باستخدام العديد من المواد المختلفة ، ينبعث إشعاعها في مدى عريض من الأطوال الموجية من الأشعة فوق البنفسجية عند أحد طرفي الطيف إلى أمواج الميكرو عند الطرف الآخر . وأصبح معروفا أن كثيرا من العناصر الغازية وكثيرا من الجزيئات ثنائية وثلاثية الذرة وكثيرا من المعادن تستخدم الآن لهذا الغرض .

فأحد أنواع الليزر الكيمولوى يستمد طاقته من تحلل ثلاثي فلورو أيدو والميثان ( $CF_3I$ ) بواسطة الضوء . عندما يتفكك هذا الجزيء المركب ، تنكسر رابطة الكربون - اليود وتحرر ذرة يود مثارة . ويعودها إلى المنسوب الأرضي ، تعطي ذرة اليود فوتونا طول موجته ١٣٥٠ أنجستروم .

وثمة ليزر من نوع آخر يستخدم أشباه الموصلات في صورة وصلات  $Pn$  . تكون أمثال هذا الليزر صغيرة جدا ، وتتطلب فقط جهودا منخفضة ويمكن تعديلهما بسهولة . وأكثر المواد المستخدمة شيوعا هو زرنيخيد الجاليوم ( $GaAs$ ) المطعمة بالخارصين .

إذا تم ضخ ليزر قبل أن تبدأ الذبذبة ، ستكون النبضة الأولى أعلى قدرة بشكل ملحوظ عما ينبغي تحت ظروف التشغيل المستمر والنبضة القصيرة الأمد المشعة من مثل هذا المصدر المتقطع يمكن تضخيمها بإمرار الحزمة خلال ليزرات تالية ، تسمى المضخمات . على سبيل المثال يمكن أن يلى متذبذب ليزر من العقيق مجموعة متتالية من

مضخمات ليزر العقيق . مثل هذه المجموعة المتتالية يمكن أن تضخم نبضة واحدة صغيرة ككسر صغير من جزء من ألف من الثانية إلى طاقة تبلغ عدة جوليات .

### ٣٠ - ١١ الأمان في الليزر

تختلف شدة ضوء الليزر من جزء صغير من الملى واط في ليزر He-Ne القليل التكلفة إلى عدة كيلو واطات في ليزر CO<sub>2</sub> . أخطار الليزر قليلة وأضرارها تختلف فيها اختلافا كبيرا . ومع ذلك ، فأعظم الأضرار تمثل في التوجيه غير المقصود لحزمة الليزر غير المتفرقة مباشرة إلى العين .

تكون الحزمة الضعيفة التي تبلغ قدرتها  $\frac{1}{2}$  مللى واط من ليزر He-Ne المستمر قليلة الضرر ، نظراً لأن جفنى العين يمكن غلقهما عند التعرض المفاجيء . لكن الحزم الأكبر شدة ، وخاصة الحزم ذات النبضات ، يمكن أن تسبب أخطار جسيمة ، نرجع أولاً إلى قابلية العين لتركيز الحزمة المتوازية على مساحة صغيرة من الشبكية .

تتضمن احتياطات الأمان الجيدة في وجود ليزرات عالية القدرة استخدام مرشحات زجاجية وحواجز واقية وإدراكا واعيا بأن حزمة الليزر الساقطة على سطح عاكس أملس يمكن أن تعيد توجيه الحزمة بشدة غير منقوصة .

### ٣٠ - ١٢ التأثير النقطى

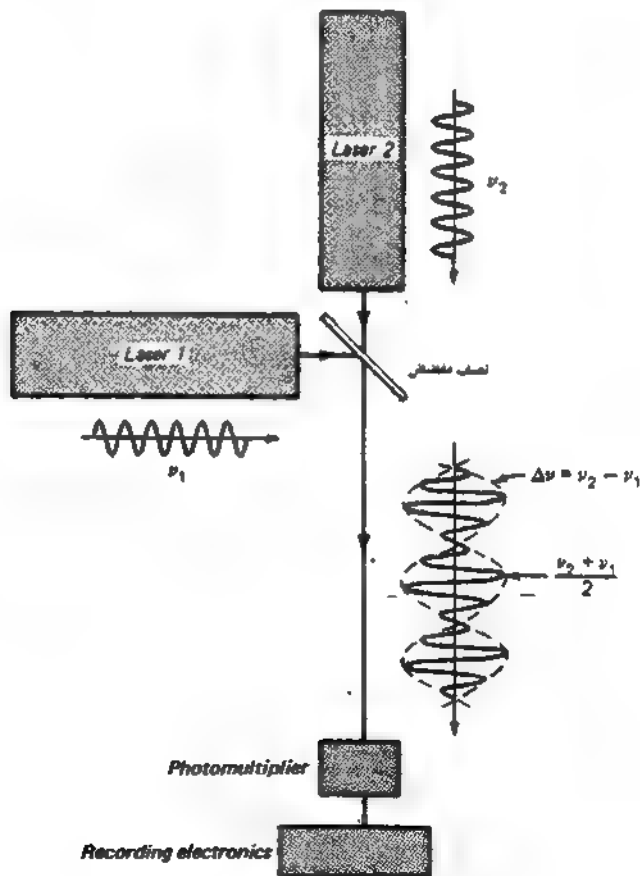
سيلاحظ أى مشاهد الحزمة ليزر متفرقة من سطح خشن مظهرا حبيبيا . وإذا أغمض المرء عينيه نصف إغماضة أو تراجع إلى الخلف ، تصبح هذه الحبيبات أكبر . وبغض النظر عن المنطقة التي تنظر إليها العين ، تبدو هذه الحبيبات حادة واضحة المعالم . وتسبب الحركة جانبا حركة الحبيبات بدورها .

ومن الغريب جدا ، ألا توجد الحبيبات في المجموعة المنعكسة وإنما تنشأ في العين نفسها . فضوء الليزر المنعكس عن السطح الخشن سيدخل العين ، مكونا نقطا مضية حيث تسبب الترددات العشوائية تداخلا بناءا على الشبكية . ويمكن لمثل هذه النهايات العظمى للتداخل أن ترتبط بالتجمع الموضعى ، حقيقيا أو تقديرها ، لضوء الليزر في المنطقة المجاورة للمساحة التي يمكن مشاهدتها في المستوى الذى تتركز فيه رؤية العين . وبتحريك الرأس جانبا ، ستتحرك النقط في نفس الاتجاه بالنسبة للشخص طويل النظر ، كما يرى تماما جسم على الجانب البعيد من نافذة مفتوحة . وعلى العكس ، سرى

شخص قصير النظر النقطة تتحرك في الاتجاه المضاد . ولا يعاني النظر الصحيح من تغير واضح في الوضع الظاهري .

### ٣٠ - ١٣ تطبيقات الليزر

نشأت عدة استخدامات لليزر منذ ظهوره . إذا استخدمت حزم الليزر المعدلة في الاتصالات . استخدم الليزر في الجراحة بواسطة المشتغلين بالطب ، حيث تكوى أنسجة الشبكية لعلاج انفصال الشبكية . ولقد استخدمها المساحون والمهندسون في



شكل ٣٠ - ٢٣ : تغيير تجربة ميكلسون مورلي التي أجريت بليزرين مختلفان في ترددتهما اعتماداً طيفياً

صبط استقامة الطرق ، وتقدير المدى وتعيين بعد القمر . ولقد استخدم تضاؤل حزم الليزر واستطارتها في دراسة الغلاف الجوى . ويستخدم الليزر على القدرة في قطع الماس وألواح الصلب وبناء التفاعلات النووية الحرارية . وأحد أعظم استخدامات الليزر يتمثل في الإنتاج والبحث بالتصوير المجسم ، وهو موضوع الباب القادم .

وغمة تغيير في تجربة ميكلسون موركي تم إجراؤه كاختبار حساس لانزياح الأنثر\* إذ تتحد حزمتان من ليزر الأشعة تحت الحمراء تحت مختلفان في تردد هما اختلافًا طفيفًا بواسطة مجزئ الحزمة ، ويمكن كشف الضربات الناتجة في التردد بواسطة مضخم الشدة الضوئية ودوائر التسجيل الالكترونية ( انظر الشكل ٣٠ - ٢٣ ) . تكون الضربات في التردد ، كما في أمواج الصوت ، مساوية للفرق بين ترددي حزمتي الليزر ،

ويحكم التردد المضبوط الذى يعمل به الليزر بواسطة طول كل تجويف رنيني وسرعة الضوء داخله . إذا أدير الليزران يعملان بتردد  $3 \times 10^{10}$  هرتز تقريباً ، بمقدار ٩٠ ، فإن انزياح الأنثر سيؤثر في سرعة الضوء في التحويفين وبالتالي الفرق في التردد بينهما . ومن المتوقع حدوث تغير يسى في  $\Delta \nu = 3$  مليون هرتز من فرص انزياح الأنثر ، بسبب السرعة المدارية للأرض . لكن لم يكتشف أى تغير في ضربات التردد .

ولقد استخدم الليزر كالرادار ، في تعيين المسافات الكبيرة والصغيرة فأنشاء تخليق أبولو- ١١ حول القمر في ٢٠ يوليو ١٩٦٩ ، أقام آرسترونج وألدرين مجموعة من مناشير ثلاثية معدة من قبل ، لتعكس الضوء القادم من الأرض إلى مصدره\* . نظمت مجموعة مربعة من ١٠٠ من هذه المناشير ، كل منها قطره ٤ سم ، ووضعت على بعد ٢٠ م تقريباً من المركبة الفضائية في مكان المبوط ، بحر السكون\* . وأول من التقط حزمة الضوء العائدة إلى الأرض مجموعة من العلماء في مرصد ليك ، جامعة كاليفورنيا في سانتاكروز ، أول أغسطس ١٩٦٩ . صوبت نحو القمر حزمة نابضة من الضوء قطرها ٤ م من ليزر العقيق في تلسكوب قطره ١٢٠ بوصة . تصل نبضات الضوء المرتدة بعد حوالي ٣,٥٨ ثانية تبلغ درجة الدقة في هذه الفترة في حدود أو ميكرو ثانية . وتؤدى الدقة في قياس الزمن إلى تعيين بعد العاكس إلى درجة من الدقة في حدود ٦ م .

\* T. S. Jaseja, A. Javan, J. Murray, and C. H. Townes, Test of Special Relativity or of the Isotropy of Space by Use of Infrared Masers, *Phys. Rev.*, 133:A1221 (1964)

٤ انظر الفقرة ( ٢ - ٢ ) والشكل ( ٣ - ٢ ) .

† J. E. Foller and E. J. Wampler, The Lunar Reflector, *Sci. Am.*, March 1970, p. 38.

وباختصار ، قامت مجموعة أخرى ، بعدئذ في مرصد ماك دونالد في تكساس ، بالتقاط الحزمة المرتدة من العاكس القمري وتمكنت هذه المجموعة من قياس الزمن إلى أقرب ٢ نانو ثانية . ويؤدي هذا إلى تعيين المسافة إلى أقرب ٣٠ سم .

جدول ٣٠ - ٢ : بعض أنواع الليزر الشائعة

نوع الطيف	النوع	الوسط	الطول الموجي نانومتر	الإشعاع
فوق بنفسجي	He-Cd	Gas	325.0	CW
	N <sub>2</sub>	Gas	337.1	pulsed
	Kr	Gas	350.7, 356.4	CW
	Ar	Gas	351.1, 363.8	CW, pulsed
مرئي	He-Cd	Gas	441.6, 537.8	CW
	Ar	Gas	457.9, 514.5	CW, pulsed
	Kr	Gas	461.9, 676.4	CW, pulsed
	Xe	Gas	460.3, 627.1	CW
	Ar-Kr	Gas	467.5, 676.4	CW
	He-Ne	Gas	632.8	CW
	Ruby	Solid	694.3	pulsed
	Cr <sup>3+</sup> AlO <sub>3</sub>			
تحت حمراء	Kr	Gas	0.753, 0.799	CW
	GaAlAs	Solid(diode)	0.850	CW
	GaAs	Solid (diode)	0.904	CW
	Nd	Solid (glass)	1.060	pulsed
	Nd	Solid (YAG)	1.060	CW, pulsed
	He-Ne	Gas	1.15, 3.39	CW
	CO <sub>2</sub>	Gas	10.6	CW, pulsed
	H <sub>2</sub> O	Gas	118.0	CW, pulsed
	HCN	Gas	337.0	CW, pulsed

وتنبى الإشارة إلى أنه بسبب الحركة النسبية للقمر ومرسل الليزر يزاح مركز الحزمة المرتدة عدة أميال ( انحراف السرعة ) . ويسبب الحيود بواسطة كل منشور ثلاثي قطره ٤ سم ، ينتشر الضوء ١٥ كم تقريبا خلال الزمن الذى يستغرقه فى الوصول إلى الأرض . ولهذا السبب يمكن التقاط الحزمة المرتدة بالمرسل .

يمكن التوصل إلى معلومات أكثر أهمية تتعلق بالقمر والأرض من تغير المسافة بين هذين الجرمين الفلكيين ، ويمكننا التطلع إلى الإعلان عن حقائق أو مكتشفات جديدة فى المستقبل .

## مسائل

- ٣ - ١ . مستخدماً صفحة رسم يأتى كاملة ، ارسم شكل مناسيب الطاقة كالموضح في النصف العلوى من الشكل ( ٣٠ - ٨ ) حتى يكون أكبر ما يمكن . استخدم المدى ١٣٠ ألف إلى ١٧٠ ألف سم<sup>-١</sup> . استخدم مناسيب الطاقة المدونة أدناه ، والمغطاة بالأعداد الموجبة ، ورقم المناسيب كما هي مغطاة هنا . خذ الفروق بين المناسيب لإيجاد أيها تتضمنه الخطوط عند الأطوال الموجية (أ) ٦٣٢٨ أنجستروم (ب) ١١٥٢٣ أنجستروم و (ج) ١١١٧٧ أنجستروم .
- الإجابة : (أ)  $\Delta\sigma = 1580.3$  سم<sup>-١</sup>  $2p^45s, 1P_1$  يقفز إلى  $2p^43p, 8(2)$
- (ب)  $\Delta\sigma = 8678.2$  سم<sup>-١</sup>  $2p^44s, 3P_2$  يقفز إلى  $2p^43p, 2(3)$
- (ج)  $\Delta\sigma = 8946.9$  سم<sup>-١</sup>  $1P_1$  يقفز إلى  $2p^43p$  انظر الشكل ( ٣٠ - ٨ )

He	$1s^2$	$^1S_0 = 0$	Ne	$2p^43p$	$6(0) = 150,918$ $7(1) = 150,773$ $8(2) = 150,856$ $9(1) = 151,039$ $10(0) = 152,971$
He	$1s2s$	$^3S_1 = 159,843$ $^1S_0 = 166,265$			
Ne	$2p^6$	$^1S_0 = 0$			
Ne	$2p^43s$	$^3P_2 = 134,042$ $^3P_1 = 134,460$ $^3P_0 = 134,820$ $^1P_1 = 135,889$	Ne	$2p^44s$	$^3P_2 = 158,605$ $^3P_1 = 158,797$ $^3P_0 = 159,381$ $^1P_1 = 159,534$
Ne	$2p^43p$	$1(1) = 148,258$ $2(3) = 149,658$ $3(2) = 149,825$ $4(1) = 150,122$ $5(2) = 150,316$	Ne	$2p^45s$	$^3P_2 = 165,829$ $^3P_1 = 165,913$ $^3P_0 = 166,607$ $^1P_1 = 166,659$

انظر الفقرة ( ٢ - ٢ ) والشكل ( ٢ - ٣ ) ( ج )

- ٣ - ٢ . من قيم مناسيب الطاقة في المسألة ١ ، ما هو (أ) أقل اختلاف في الطاقة لمناسيب الهيليوم شبه المستقرة ومناسيب النيون ؟ (ب) ما النسبة المتوقعة للاختلاف في هذه القيم ؟
- ٣ - ٣ . من قيم مناسيب الطاقة في المسألة ١ ، حدد الانتقالات الثلاثة غير المدونة في الشكل ( ٣٠ - ٨ ) واحسب تردداتها بدلالة الأعداد الموجبة وأطوالها الموجية بالانجستروم .
- ٣ - ٤ . استخدمت حزمة من ليزر العقيق يشع ضوءاً أحمر طول موجته ٦٩٤٣ أنجستروم مع مجزئ للحزمة لإنتاج حزمتين مترابطتين . انعكست الحزمتان من مرآة مستوية لنعودا معا إلى الطبقة الحساسة الرقيقة للوح فوتوغرافى . إذا كانت الزاوية بين هاتين الحزمتين المتداخلتين هي ٥١٠° وأن العمود على اللوح الفوتوغرافى ينصف

هذه الزاوية ، أوجد المسافة الفاصلة بين الهدب لمجموعة هدب التداخل على اللوح الإجابة: ٣٩٨،٠ مم .

٣ - ٥ تؤدي الانتقالات التالية إلى خطوط قوية في طيف النيون . أوجد من قيم مناسب

الطاقة في المسألة ١ أطوالها الموجية بالأنجستروم .  
(a)  $2p^5 3p, 9(1) \rightarrow 2p^5 3s, ^3P_2$ , (b)  $2p^5 3p, 4(1) \rightarrow 2p^5 3s, ^1P_1$ , (c)  $2p^5 3p, 2(3) \rightarrow 2p^5 3s, ^3P_2$ , (d)  $2p^5 3p, 3(2) \rightarrow 2p^5 3s, ^1P_1$ .

٣ - ٦ مبتدئا بقيم مناسب الطاقة للنيون في المسألة ١ ، تبدأ الخطوط القوية التالية عند

الناسيب التي تنشأ من التشكيل الإلكتروني  $2p^5 3p$  وتنتهي بالتشكيل

الإلكتروني  $2p^5 3s$  أوجد أطوالها الموجية بالأنجستروم (a)  $6(0) \rightarrow ^3P_1$ ,

(b)  $4(1) \rightarrow ^3P_2$ , (c)  $3(2) \rightarrow ^3P_1$ , (d)  $1(1) \rightarrow ^3P_2$ .

٣ - ٧ تكون الأطوال الموجية التالية خطوطا قوية في طيف النيون : ٦١٤٤,٧ ،

٦٣٣٥,٠ ، ٦٤٠٣,٦ و ٧٠٣٤,٣ أنجستروم . جميعها تحد أدنى منسوب في

التشكيل الإلكتروني  $2p^5 3s$  . (أ) أوجد تردداتها بدلالة الأعداد الموجية

باستخدام قيم مناسب الطاقة في المسألة (١) ، عين مناسب الطاقة الأصلية .

الإجابة : (أ) ١٦٢٧٤ ، ١٥٧٨٥ ، ١٥٦١٦ ، ١٤٢١٦ سم<sup>-١</sup> . (ب) 3(2)،

5(2) 1(1) .

٣ - ٨ ليزر He-Ne طوله ٢٥ سم تماما يمتز في هيئة TEM<sub>٥٥</sub> . ما هو (أ) عدد القطاعات

في مجموعة الأمواج الموقوفة إذا كان  $\lambda = ٦٣٢٨$  أنجستروم (ب) الفرق في

التردد بين الهبات ؟

٣ - ٩ عرض دوبلر لخط الكاديوم الآخر  $\lambda = ٦٤٣٨$  أنجستروم ، الناتج من تفريغ

كهرني عند ضغط منخفض هو ٠,٠٠٠٣٠ أنجستروم . احسب (أ) تردد الضوء

(ب) عرض الخط بالهرتز (ج) طول الترابط .

٣ - ١٠ خط الصوديوم عند  $\lambda = ٥٨٩٠$  أنجستروم الناتج من تفريغ كهرني عند ضغط

منخفض ، له عرض دوبلر قدره ٠,٠١٩٤ أنجستروم . احسب (أ) تردد

الضوء ، (ب) عرض الخط بالهرتز ، (ج) طول الترابط بالنستيمتر

الإجابة : (أ)  $٥,٩٣٤ \times ١٠^{١٤}$  هرتز ، (ب)  $١,٦٧٨ \times ١٠^٩$  هرتز ،

(ج) ٥,٧٢ سم .

٣ - ١١ أوجد طاقة الاثارة لذرات الهليوم التي ترتفع إلى المنسوب  $1s2s, ^1S_0$  (أ)

بالفولت ، (ب) بالعدد الموجي . فالطاقة المشعة بانبعاث  $\lambda = ٦٣٢٨$  أنجستروم

(ج) بالفولت و (د) بالعدد الموجي ما هي الكفاءة النظرية ؟

٣ - ١٢ أوجد طاقة الاثارة لجزء التروجين في ليزر CO<sub>2</sub> الموضح في الشكل ( ٣٠ -

١٥ ) [ انظر الشكل ( ٣٠ - ١٤ ) ] (أ) بالفولت و (ب) بالعدد الموجي .

بالطاقة المشعة عندما يشع الليزر  $\lambda = ١٠,٦$  ميكرون (ج) بالفولت و (د)

بالعدد الموجي ؟ ما الكفاءة النظرية لهذا الليزر ؟



# فصل محادى والثلاثون

## التصوير المجسم ( الهولوجرافيا )

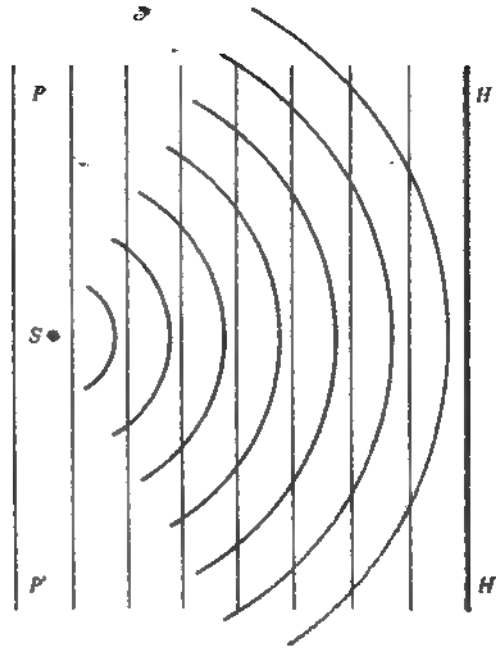
بأق المصطلح « الهولوجرافيا » من الإغريق ويعنى الكتابة الكاملة . وهو عملية ذات مرحلتين (١) يعمل جسم مضاء بضوء مترابط على تكوين أو إنتاج هذب تداخل فى وسط حساس فوتوغرافيا ، مثل الطبقة الحساسة على الألواح الفوتوغرافية ، و (٢) إعادة إضاءة مجموعة التداخل بعد تخميضها بواسطة ضوء له نفس الطول الموحى تنتج صورة ثلاثية الأبعاد للجسم الأصلى . ويكون للصور المرئية بهذه العمية نفس مظهر الجسم الأصلى ، متضمنة الصفات المميزة وفقاً لقواعد الرسم المتطور التى يحصل عليها المرء بتغيير موقع رؤية المشاهد - صورة ثلاثية الأبعاد تامة .

ولقد وضع دينيس جابور ، الكلية الملكية للعلوم والتقنية بجامعة لندن ، أول أسس التصوير المجسم ( الهولوجرافيا ) . يتألف اكتشاف جابور طريقة لتحسين تحليل الصور التى يتم الحصول عليها بواسطة الميكروسكوب الإلكترونى ، ولقد نشر إعلانه عن المفاهيم عام ١٩٤٨\* . ولم يلقى عمله اهتماماً يذكر فى ذلك الوقت ، ولم تتجاوز أفكاره الأساسية حدود الاهتمامات العملية إلا بعد ظهور الليزر عام ١٩٦٠ . ولقد منح عام ١٩٧١ جائزة نوبل فى الفيزياء لطريقته فى التصوير الفوتوغرافى ثلاثى الأبعاد ( الهولوجرافيا ) دون عدسات .

### ٣١ - ١ : المبادئ الأساسية للتصوير المجسم ( الهولوجرافيا ) .

تتمثل طريقة جابور فى مراحلها التمهيدية فى جعل حزمة من ضوء مترابط تستطار من جسم ثم السماح لها بالتراكب مع حزمة مترابطة غير معاقة . مجموعتنا الأمواج التناك تصلان معاً إلى اللوح الفوتوغرافى ، الموضوع أمام الجسم ، ستنتج هذب تداخل .

\* Dennis Gabor, *Nature*, 161:777 (1948).



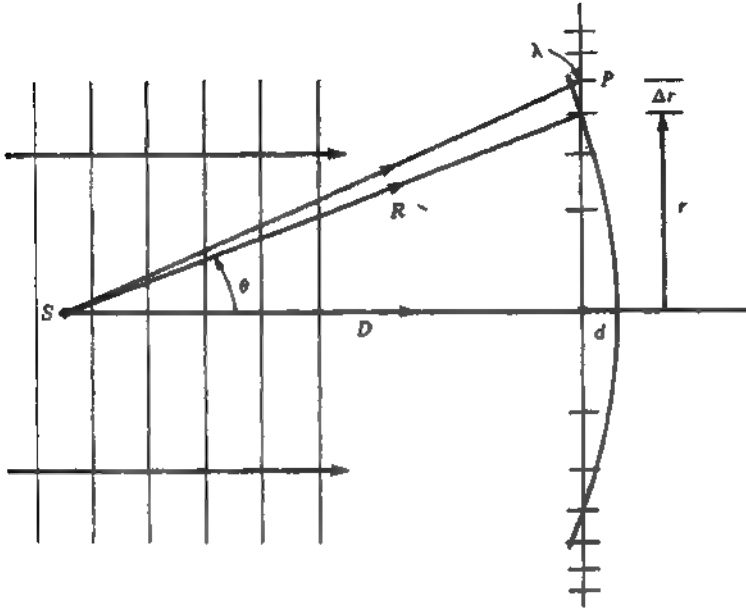
شكل ٣١ - ١ : تداخل أمواج مترابطة مستطارة من مصدر نقطي ، مع أمواج مستوية ، سيؤدي إلى هولوجرام على شكل لوح المناطق لحابور

نخذ في الاعتبار مجموعة التداخل الناتجة بواسطة أمواج مستوية مترابطة أحادية اللون تسقط من اليسار على نقطة تسبب الاستطارة ( أنظر الشكل ٣١ - ١ ) . ستكون ، عند مستوى اللوح الفوتوغرافي  $HH'$  على اليمين ، دوائر مضئية ومظلمة متحدة المركز نتيجة للتداخل الناتج والهدمي بين الضوء المستطار والحزمة المرجع المباشرة . وبتحميض اللوح ، يمكن بيان أن اللوح يحتوي ، كالمتوقع ، هدب مضئية ومظلمة ماصة جزئياً .

هذه المجموعة التي تسمى لوح المناطق لحابور ، تشبه لوح المناطق لفريل الذي تمت معالجته في الباب ١٨ ، فيما عدا أن الهدب المضئية والمظلمة تتلرج على نحو ملحوظ من إحداها للأخرى ( أنظر الشكل ١٨ - ٩ ) . تكون مجموعة الحلقات مماثلة للهدب الدائرية الناتجة بواسطة مقياس التداخل لميكلسون [ أنظر الشكل ١٣ - ١٦ (أ) و (ب) ] .

ونظراً لافتراض أن الحزمة المرجع تكون ذات طور ثابت عبر سطح مستوى الهولوجرام ، سنفصل هدب التداخل عند أي نقطة  $P$  كجية  $\Delta r$  ، مناظرة لفرق في طور

مسار لطول موجي واحد من الضوء ، كما تقاس من  $S^*$  (أنظر الشكل (٣١ - ٢) ) .

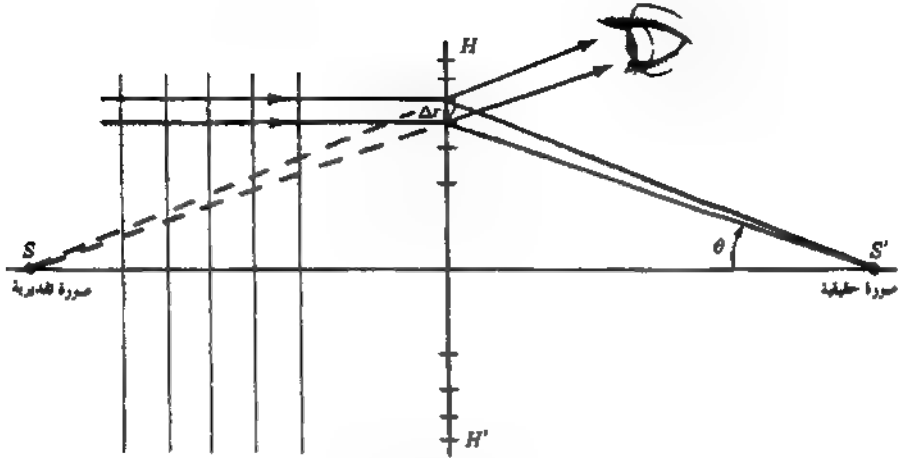


شكل ٣١ - ٢ هندسة المسافات القاصلة  $\Delta r$  بين الهدب و لوح المناطق لجابور . نمر  $P$  لنقط لتداخل الماء التي تحول بالتحريض إلى هدب مظلمة على الهولوجرام .

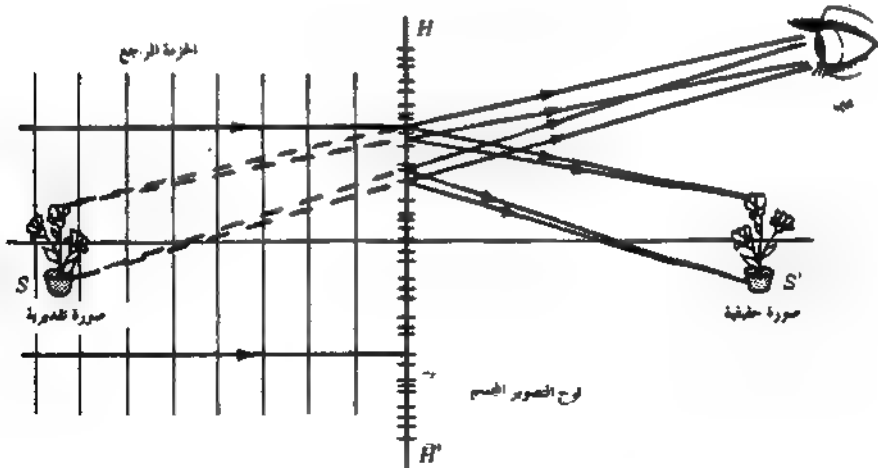
بضاء هذا اللوح بعدئذ بواسطة أمواج مستوية مترابطة ، تماماً كما في حالة عمله ، لكن مع غياب ما بسبب الاستطارة . يعمل الضوء المتكون بالتداخل بين الأشربة المضئية والمظلمة على إنتاج أولى رتب النهاية العظمى للتداخل عند زاوية  $\theta$  تعطى بالمعادلة (٣١ - ١) [ أنظر الشكل (٣١ - ٣) ] . لذلك سيظهر هذا الضوء متفرقاً من  $S$  . ونظراً لأن كل النقط من الهولوجرام ستسبب في حيود ضوء ينتشر . في نفس الخط مع  $S$  ، ستكون صورة تقديرية يمكن رؤيتها من على يمين الهولوجرام .

إفرض الآن وجود مركزي استطارة أصلاً على اليسار . سيكون كل منهما لوح مناطق لجابور . فضلاً عن ذلك ، سيتناسب تعديل شدة كل لوح مناطق تناسباً طردياً

\* لايجاد نصف قطر الحلقات نستخدم هندسة الشكل (٣١ - ٢) . الفرق في المسار  $d = R - D$  ،  
 $d = n\lambda = r^2/(2R - d)$  انظر حلقات [ المعادلة ١٤ - ١١ ] .



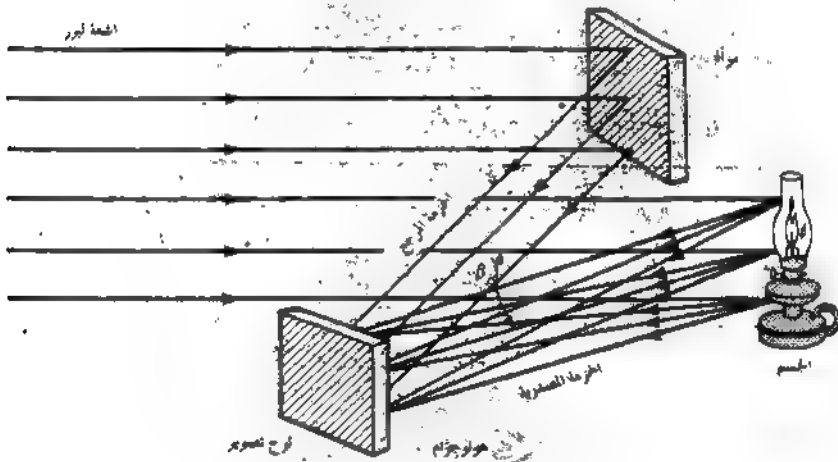
شكل ٣٩ - ٣ : صورة نقطة، الحقيقية والتقديرية المتكونتان بضوء مسعى مترابط يسقط على هولوجرام لوح المناطق الجانور . يمكن رؤية الصورة التقديرية بالعين عند  $S$  ويمكن للصورة الحقيقية أن تتكون على حائل عند  $S'$



شكل ٣٩ - ٤ : جسم عند  $S$  وحزمة مرجع من مجموعة مركبة من ألواح مناطق جانور على  $HH'$  ، الذي يضاء بعد تجميعه بنفس الحزمة المرجع . تلاحظ العين الآن صورة تقديرية عند  $S$  وصورة حقيقية عند  $S'$  . وتسجل الآن صفر الصورة الحقيقية على حائل أو لوح فوتوغرافي عند  $S'$  .

مع شدة الضوء المستطار على شرط أن تكون الاستحابة الفوتوغرافية حطية . ولهذا ، ستتح إعادة البناء صورة تقديرية لكل من مركزي الاستطارة ، كل بشدته المناسبة . يمكن الآن تعميم البرهان على مصدر استطارة موزع ماطر لسلسلة من مراكز الاستطارة . سيتكون الآن الهولوجرام من سلسلة من ألواح المناطق المتراكمة ( أنظر الشكل ٣١ - ٤ ) ومع إعادة البناء ، ستظهر الصورة التقديرية الموزعة تماماً كالجسم الأصلي كما يرى من يمين الهولوجرام .

وبالرغم من أن المبادئ الأساسية للهولوجرام جابور على المحور دقيقة بدرجة كافية ، فإن تطبيق هذه المبادئ يعالني من عدة صعوبات تقنية ، أعظمها أهمية

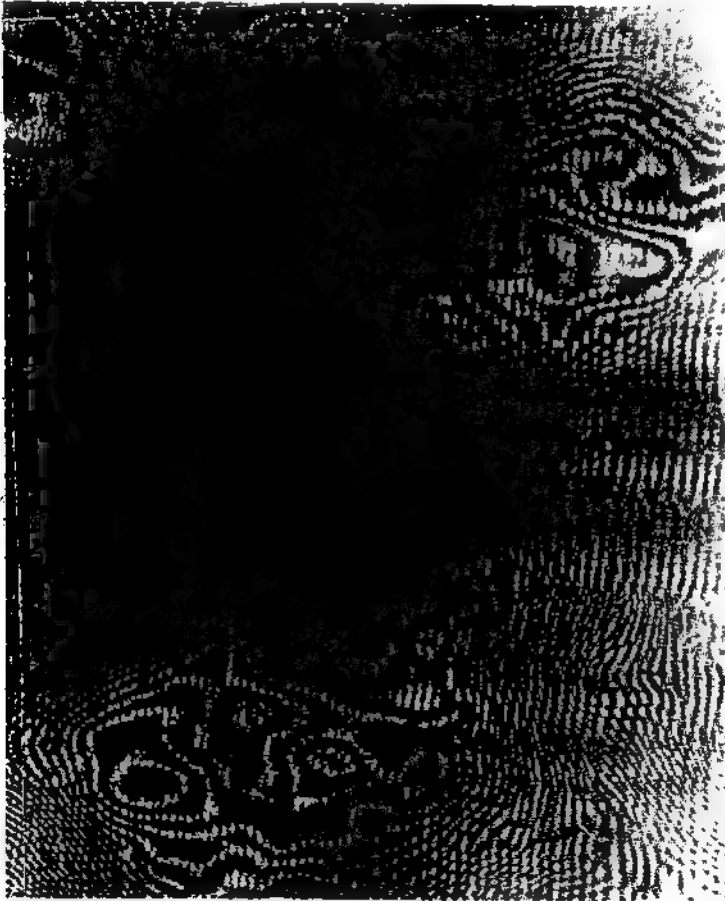


شكل ٣١ - ٥ : يتمكس ضوء ليزر أحادي اللون مترابط دون تغير إلى لوح فوتوغرافي يعيد جزء من الحزمة بالعماسة عن جسم إلى نفس اللوح . بالتحقيق يظهر اللوح هيكلاً الداخلي ويسمى هولوجرام .

هو الإلتفات إلى مستنير ضوئي مترابط بدرجة كافية . ومع ظهور الليزر تعبر مظهر الهولوجرافيا تغيراً شديداً .

ومع ذلك ، تظهر صعوبة أخرى في شكل صورة حقيقية ناتجة عن الضوء الذي يحيد في الاتجاه المصاد . تشاهد هذه الصورة عامة أمام الصورة الأولى ، ولهذا تكون في الطريق عند رؤية الصورة التقديرية ( أنظر الشكل ٣١ - ٤ ) .

تم التقدم الرئيسي المفاجيء في الناحيتين المعرفية والتقنية على يد ليث وأباتنيكس عام ١٩٦٢ ، اللذين طورا فكرة الهولوجرام البعيد عن المحور\* . يمكن رؤية هذا كإمتداد بسيط لهولوجرام جابور ، مستخدماً قطعاً من اللوح الفوتوغرافي بعيداً عن المحور . ولقد أصبح هذا التغير ممكناً بزيادة طول الترابط لحزمة الليزر . ولا يسمح هذا التغير البسيط بانفصال خط نظر الصورة الحقيقية عن الصورة



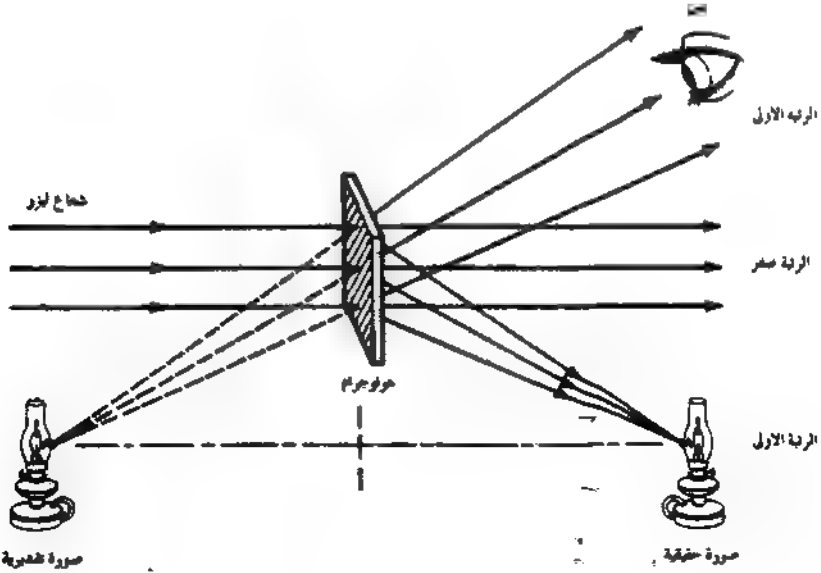
شكل ٣١ - ٦ : قطاع مكبر من هولوجرام مسرّاعد بـ  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  أنجستروم من ليزر غازي He-Ne  
( شركة كوندكتور ) .

\* G. N. Leith and J. Upatnicka, *J. Opt. Soc. Am.*, 52:1123 (1962).

التقديرية فحسب بل ويسمح بتناول الحزمة المرجع والمستطلة كل على حدة . ويمكن الآن إضاءة الجسم من أى جانب أو من جوانب عديدة . وزيادة على ذلك ، ليس ضرورياً أن تكون الحزمة المرجع بمثابة أمواج مستوية ساقطة عمودياً ، على شرط أن تنتج بواسطة ما يكافئ مصدراً نقطياً وأن الحزمة معيدة البناء تنتجها مرة ثانية على الفور .

وثمة طريقة واحدة لإنتاج مثل هذا الهولوجرام موضحة في الشكل ( ٣١ - ٥ ) ، حيث تنقسم حزمة ليزر ساقطة إلى حزمتين ، تغير إحداها اتجاهها عند سقوطها على مرآة مستوية وتستطرد الأخرى بواسطة الجسم . وتتداخل الحزمتان عند اللوح الفوتوغرافي في مجموعة غير منتظمة ، كما في الشكل ( ٣١ - ٤ ) . وتعين الزاوية B بين الضوء المستطرد والحزمة المرجع كثافة الهدب ، أو التردد المكافئ . إذا كانت الزاوية صغيرة ، سيكون التردد المكافئ منخفضاً ( الهدب متباعدة ) ، إلا أن التداخل المرئى للصورة الحقيقية سيكون صعباً . وزيادة على ذلك ، يمكن رؤية خلفية الصورة منقطة ، تسمى ضوضاء معدلة داخلياً ، بسبب هدب ناتجة عن تداخل الضوء من الأجزاء المختلفة للجسم .

وباستخدام زوايا أكبر ، يمكن التخلص من هذه التأثيرات ، إلا أن الكثافة المكانية العالية تتطلب فيلماً عالي التحليل ، وينبغى الحرص الشديد لتجنب الحركة النسبية للمكونات الضوئية أثناء مدة التعريض ( أنظر الشكل ٣١ - ٦ ) .



شكل ٣١ - ٧ : حزمة ليزر أحادية اللون مترابطة تسقط على هولوجرام ، حيث يتم تعديلها لإنتاج موجتين تعيدان الزينة الأولى على كل جانب البقى من الحزمة المباشرة يكون الزينة الصفيرة غير المتغيرة .

### ٣١ - ٢ رؤية الهولوجرام

لرؤية الجسم المعاد بناؤه ثانية عند إتمام عمل الهولوجرام ، يوضع اللوح الفوتوغرافي المحتوى على هذب التداخل فى حزمة أحادية اللون من نفس الليزر المستخدم فى عمل الصورة على نفس الخط . تتفرق الأمواج التى تمجيد كما لو كانت آتية من الصورة التقديرية . وتجمع العين هذه الأمواج على الشبكية ، حيث تتكون صورة حقيقية ( أنظر الشكل ٣١ - ٧ ) .

ستكون الأمواج الأصلية المنتجة لهذب التداخل وأمواج إعادة بناء الصورة متماثلة من جميع الأوجه الضوئية . ولن تكون الصورة ثلاثية الأبعاد فحسب بل ووفقاً لقواعد الرسم المنظورى ، وستتغير عندما يحرك المشاهد رأسه . وعندما يحرك المشاهد عينيه إلى مواضع مختلفة ، فإن الأشعة الضوئية التى تدخل إنسان العين تخرج من قطاعات صغيرة مختلفة من مجموعة الهذب على الهولوجرام ، وعندئذ يرى الجسم من مناظر مختلفة . وإذا وجد جسماً مختفياً خلف آخر ، يمكن له أن يحرك رأسه وينظر حول العائق القريب ، وبذلك يرى الجسم المختفى .

وإذا لم تكن الحزمة المعيدة البناء مطابقة هندسياً للحزمة الأصلية المرجع ، يستشوه الصورة ، وستسبب الإضاءة طول موجته يختلف قليلاً عن الأصل تغيراً فى حجم الصورة وإزاحتها . وستؤدى الإضاءة بتوزيع طيفى إلى تلون الهذب . ويكفى التقلص المعتاد للطبقة الحساسة الفوتوغرافية أثناء التحريض لإحداث أقل تشوه مشابه لذلك الناتج عن زيادة الطول الموجى للحزمة المرجع .

عندما ينقسم الهولوجرام إلى قطع صغيرة كثيرة ، فإن كل قطعة تكون بمثابة هولوجرام لمشهد الجسم الكامل . ومع ذلك ، سيكون الشكل المنظورى محدوداً تبعاً لذلك ، وقد يوجد نقص فى التحليل .

وقد يظن أن أى هولوجرام معد بالشكل السابق يكون بمثابة صورة سالبة . ومع ذلك يعد كل هولوجرام بمثابة صورة موجبة . وعندما تعمل نسخ من أى هولوجرام بالطبع بالتلامس ، وبذلك يتغير الأسود إلى الأبيض والأبيض إلى أسود ، ستتغير نفس الصور وليس معكوسها . يشبه هذا لوح المناطق لفرنل ، حيث تنتج المناطق المتتامة نقاطاً مضطربة متماثلة كبؤر . وبالنسبة للألواح المناطق المتتامة يرجع إلى الشكل ( ١٨ - ٩ ) .

وإذا قصر لون ( أبيض ) الطبقة الحساسة لهولوجرام بواسطة العمليات الفوتوغرافية العادية بعد تثبيته ، فإنه حبيبات الفضة السوداء تستبدل بمواد شفافة ذات معاملات انكسار مختلفة . وسيظهر الفيلم تحت هذه الظروف منتظم الشفافية . يعبر هذا أى هولوجرام ماص إلى هولوجرام طورى ، مما يزيد وضوحه .

يمكن أن تكون الصورة الحقيقية من هولوجرام على حائل ، ويمكن تخميض لوح فوتوغرافى موضوع هنالك ليعطى صورة حقيقية . ويمكن مشاهدة نفس الصورة بوضع العين خلف الصورة الحقيقية ، حيث تستطيع اعتراض الأمواج المتفرقة من نقط تقاطعها فى الصورة ثلاثية الأبعاد . ينبغي أن تتخذ العين موقعا حلقيا بعيدا بقدر الإمكان على الأقل بالنسبة لمدى النظر الصحيح ، حتى يرى الجسم بوضوح .

وللصورة غير المشوهة بعض الخصائص البصرية الغريبة على الحواس المدربة . فكما فى الشكل ( ٣١ - ٧ ) ، تضاء صورة المصباح من السطح الأمامى ، وتبدو الصورة الحقيقية للعيان من هذا الجانب حتى مع كونها مكانيا خلف السطح الآخر الذى سوف يحجبها . والهولوجرام الذى يتيح استخدام جسم معتم ينتج صورة مجالية زائفة تبدو للعيان علامات متناينة يجب أن ترى لإدراكها . وكنتيجة لذلك ، تكون الصورة الحقيقية محدودة الاستخدام .

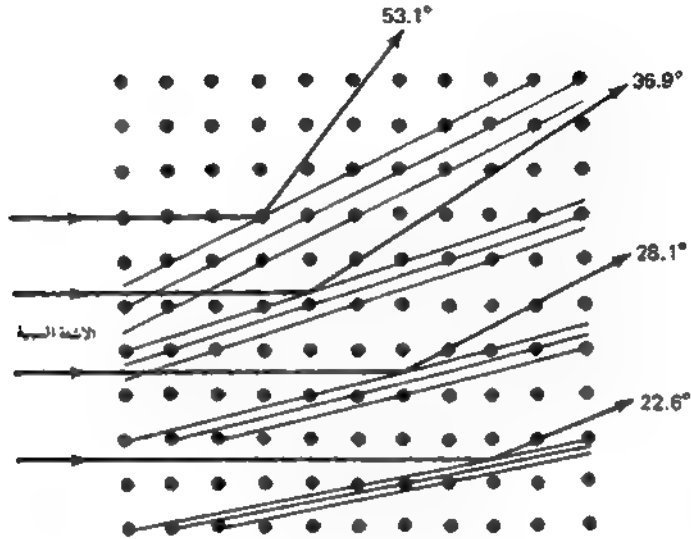
### ٣١ - ٣ الهولوجرام السميك أو الحجمى

فى الدراسة السابقة فرضنا أن سمك الهولوجرام الذى سقت مناقشته مهمل ، ويطلق بالهولوجرام المستوى ، وإذا كان الوسط الذى يتم عليه التسجيل سميكاً بالنسبة للتردد المكافئ ، تعمل هدب التداخل كمجموعة من الأشرطة ، التى شبه إلى حد ما ستارة ذات ألواح رقيقة يمكن تكعديل وضعها للتحكم فى الضوء النافذ أو حجب . وبصفة عامة ستر الحزمة معيدة البناء خلال عدة مجموعات من مثل هذه الهدب . ويكون لهذا البعد الثالث تأثير يملو فى زيادة قيدة إضافى على مجموعة الحيود الناتجة بطريقة مشابهة لاستطارة براج للأشعة السينية من البلورات .

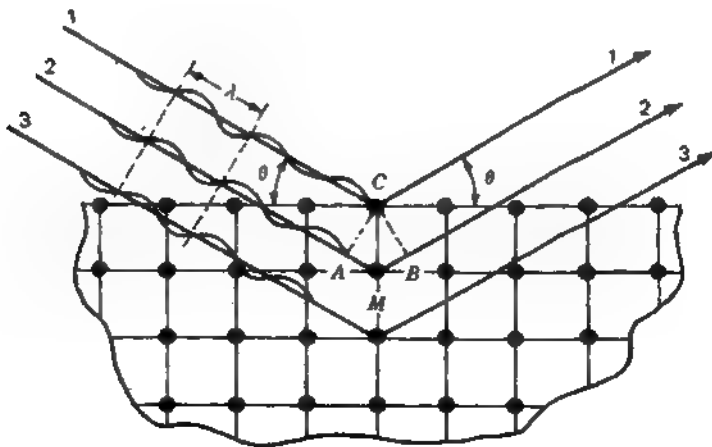
فى تحارب الاستطارة لبراج ، المستخدمة كثيراً فى دراسة الأشعة السينية ، تعمل المسافات الفاصلة المنتظمة بين الذرات فى البلورة كمستويات عاكسة حزبياً مسة استطارة الأمواج فى اتجاهات منفصلة ( انظر الشكل ٣١ - ٨ ) . وفى هذه الاتجاهات المفضلة تختلف الأمواج المنعكسة من المستويات المتجاورة عن بعضها البعض بمقدار طول

موجي وأحد وتتفق في الطور ، مكونة تداخلاً بنائياً . وتعطى معادلة استطرارة براج في هذه الاتجاهات بواسطة .

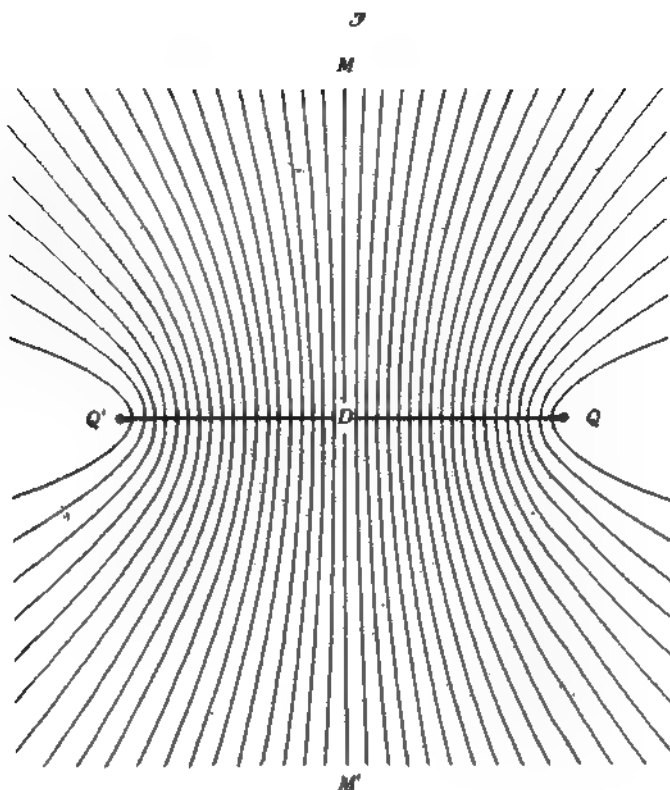
$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (٣١ - ٢)$$



شكل ٣١ - ٨ : شكل تخطيطي لانعكاس الأشعة السببية من المستويات الذرية المخططة في شبكة بلورية مكعبة .



شكل ٣١ - ٩ : التوضيح الهندسي لقاعدة براج لانعكاس الأشعة السببية من الطبقات السطحية في البلورة مكعبة .



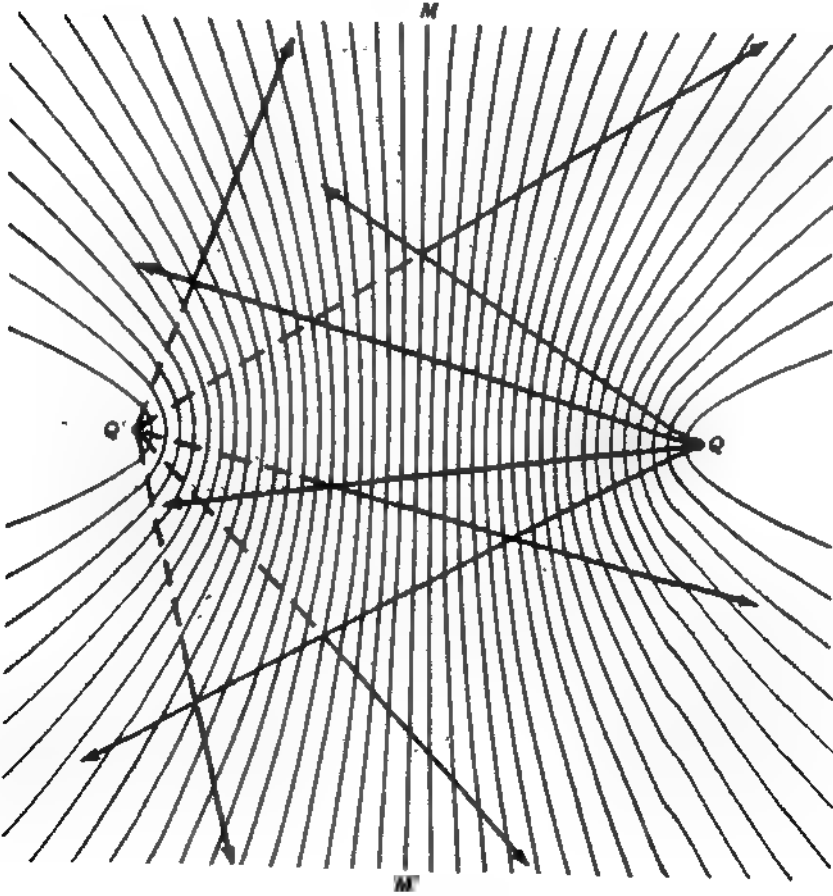
شكل ٣١ - ١٠ : مصدران نقطيان  $Q$  و  $Q'$  يشعان أمواج مترابطة أحادية اللون تتداخل بنائياً على طول سطوح قطوع زائدة .

حيث  $d$  المسافة بين المستويات العاكسة ،  $\lambda$  الطول الموجي للأمواج و  $\theta$  زاوية الانعكاس الموضحة في الشكل ( ٣١ - ٩ ) . يمثل هذا المبدأ لانعكاس برآج الأساس لنموذج هندسي بسيط\* يمكن استخدامه في توضيح سمات المولوجرام السيك .

افرض أولاً مصدرين نقطيين  $Q$  و  $Q'$  يشعان أمواجاً ضوئية مترابطة ، لها الطول الموجي  $\lambda$  ، تفصل بينهما مسافة  $D$  كما في الشكل ( ٣١ - ١٠ ) . ستكون كل نقطة

\* يرجع النموذج الهندسي الموضح هنا للمولوجرام السيك إلى ت. هـ جيونج . ومداور القطوع الزائدة الموضحة في الأشكال ( ٣١ - ١٠ ) ، ( ٣١ - ٩١ ) ، ( ٣١ - ١٢ ) مكونة بواسطة الحاسب الإلكتروني انظر

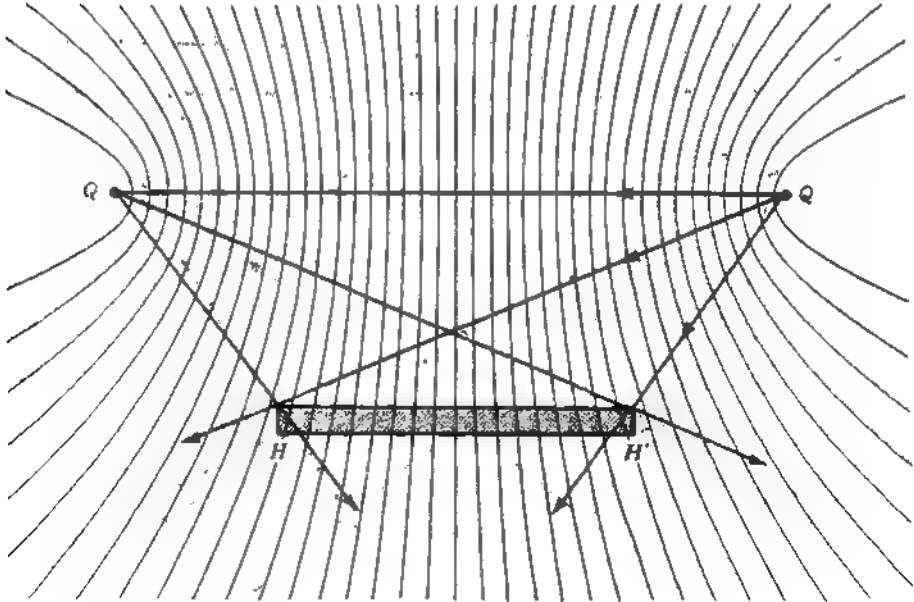
٣. على المستوى الأوسط  $M, M$  ، الذى ينصف الخط الواصل بين المصدرين على بعدين متساويين من المصدرين ولذلك ستكون نقطة تداخل بنائى . ويمكن أسطح أخرى للتداخل البنائى ، يناظر كل منها فرقاً فى طول المسار الضوئى من المصدرين قدره عدد صحيح من الأطوال الموجية . يمكن بيان أن هذه السطوح تكون بمثابة مدارات قطع زائدية بينهما مسافات فاصلة قدرها  $\lambda/2$  عند قياسها على طول الخط الواصل بين المصدرين .



شكل ٣٩ - ١١ - أى شعاع من المصدر  $Q$  يمكن أن ينعكس بواسطة أى مرآة قطع زائدية وفى اتجاه تذبذب مع كل الأشعة قادمة من  $Q'$  .

لتصور الآد أن كلاً من هذه السطوح في الطبقة الحساسة بعد تجميعها يكون بمثابة سطح عاكس وأن النقطة  $Q$  تعمل كمصدر مترابط الإضاءة . ويعمل المستوى الأوسط كمرآة مستوية ، تنتج صورة تقديرية عند  $Q'$  ( الشكل ٣١ - ١١ ) ؛ ارجع إلى الشكل ( ٣ - ٥ ) . وأكثر من هذا ، سيتبع الانعكاس من أى جزء من سطوح القطوع الزائدية قانون الانعكاس ويبدو كما لو كانت الأشعة متفرقة من  $Q'$  . وعدتد تعمل المجموعة المنعكسة من أى حجم تشغله أسطح الهدب على إنتاج صورة تقديرية عند  $Q'$  .

افرض الآن أن  $Q$  في الشكل ( ٣١ - ١٢ ) بمثابة مصدر أولى ، ليزر مثلاً . تكون النقطة  $Q'$  مصدراً ثانوياً مترابطاً ؛ مركز استدارة تم تعريضه لحزمة الليزر الأولية . وثمة صفة فوتوغرافية حساسة سميكة  $HH'$  تعرض الآن للضوء المتداخل عند موضع



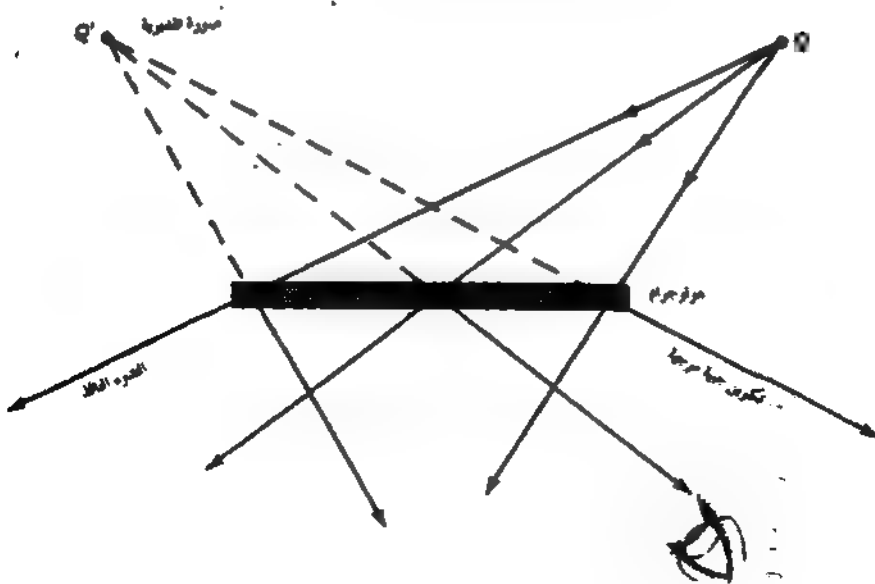
شكل ٣١ - ١٢ . نموذج هولوجرام سميكة يفترض أن مجموعة هدب المتداخل بين مصدرين نقطيين مترابطين احادى الطول الموجي يكونان داخل حجم وسط التسجيل مجموعة من العواكس الجريبة ، ماصة ومنقذة على شكل سطوح قطع زائدية .

بعيد عن المحور . عند تحميمز الفيلم ، سيحتوى على أشرطة معتمة تمثل أجزاء الأسطح القطع زائدية للتداخل البنائى . تتكون الصورة المحمضة من حييات الفضة . وقد تكون الهدب فعلا من أى مادة ، أو تكون بمثابة تغير فى معامل الانكسار كما فى الطبقة الحساسة التى يتم قصر لونها . عند إضاءة مثل هذا الهولوجرام من النقطة  $Q$  والنظر إليه من الجانب البعيد ، ستظهر صورة تقديرية عند  $Q'$  ( انظر الشكل ٣١ - ١٣ ) .

وكما فى حالة الهولوجرام المستوى ، يمكن تعميم البرهان لتوضيح تكوين هولوجرام تكون له القدرة على إنتاج الصورة التقديرية لجسم موزع ( انظر الشكل ٣١ - ١٤ ) . ويمكن اعتبار أن مثل هذا الهولوجرام بمثابة تراكب مجموعة من المرايا القطع زائدية . عند النظر إلى الهولوجرام تمكس كل مجموعة الضوء من الحزمة المرجع لتكون صورة لنقطة من الجسم .

### ٣١ - ٤ الهولوجرامات المتعددة

يتمثل أحد المظاهر الجديرة بالاهتمام للهولوجرام السميك فى قابليته لإنتاج مناظر عديدة من نفس الطبقة الفوتوغرافية الحساسة . فإذا كانت المسافة بين الهدب أصغر من



شكل ٣١ - ١٤ : تتيج الصورة التقديرية  $Q'$  من إضاءة الهولوجرام السميك بمصدر نقطى  $Q$  .

سمك الطبقة الحساسة ، سيمر كل شعاع من الضوء المعيد للبناء الصادر من اتجاه الحزمة المرجع خلال مستويات عديدة عاكسة جزئياً ( انظر الشكل ٣١ - ١٥ ) . سيفصل بين الأشعة المنعكسة من هذه المستويات أعداد صحيحة من الأطوال الموجية . وإذا كونت الحزمة المضيفة للمرة الثانية زاوية مختلفة نوعاً من الحزمة المرجع ، فإن الضوء المنعكس من المستويات المجاورة لن يستمر طويلاً متفقاً في الطور ولن تظل الصورة طويلاً مرئية .

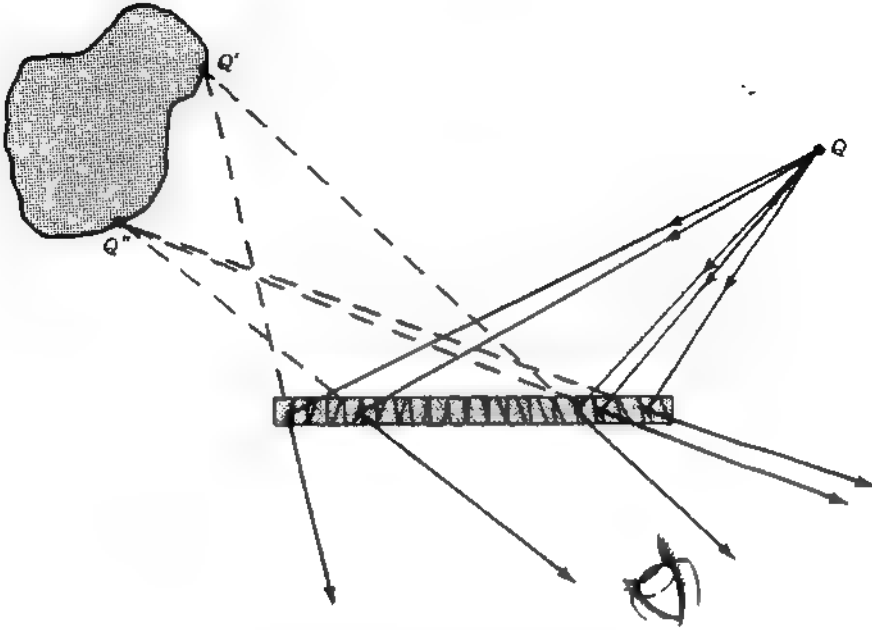
لذلك يكون من الممكن إنتاج عدة هولوجرامات على نفس الوسط الحساس فوتوغرافياً ، كل منها بحزمة مرجع عند زاوية مختلفة . وعند النظر إليه فيما بعد ، يمكن بسهولة رؤية كل من هذه الصور منفصلة بواسطة تغيير زاوية الحزمة المرجع . استخدمت هذه الطريقة في تخزين مئات من الصور في بلورة أحادية من نيوبات الليثيوم . وتكون العملية قادرة على تخزين كتاب كامل في وسط مناسب بتغيير طفيف في اتجاه الحزمة المرجع مع كل تعرض . بالنظر إلى الهولوجرام النهائي ، يمكن للمرء أن يقلب الصفحة فقط بتحريك الحزمة معيدة البناء .

وبدلاً من ذلك ، يمكن إنتاج الهولوجرام المتعدد بتغيير زاوية الحزمة المرجع مع الزمن بكيفية ملائمة ، وبذلك تنتج صور هولوجرافية متحركة .

### ٣١ - ٥ هولوجرامات إنعكاس الضوء الأبيض

أحد الوسائل الممكنة لإنتاج هولوجرامات الضوء الأبيض تكون بوضع فيلم حساس فوتوغرافياً بين الحزمة المرجع والجسم ( انظر الشكل ٣١ - ٦ ) . مثل هذا الهولوجرام ينتج ببساطة بإضاءة الجسم خلال وسط حساس فوتوغرافياً ، ولهذا ، يتم تجنب مجزئيات الحزمة ، والمربى إلى آخر . وعملياً تكون الشدة المرجع أعلى كثيراً بالنسبة للشدة المستطارة بحيث تكون الطريقة محدودة بالأجسام المتألقة الموضوعة بالقرب من وسط التسجيل . يمكن عمل هولوجرامات عاكسة أفضل بفصل الجسم عن الحزم المرجع .

ونظراً لأن الحزم القادمة من المرجع والجسم تكون متضادة اتجاهها ، فإن التردد المكافئ يكون غالباً جداً . وبهذه الوسيلة ينتج عدد كبير من المستويات العاكسة ، بينها مسافات فاصلة حوالى نصف طول موجة الضوء . وكتيجة لذلك ، يجب أن يكون للضوء معيد البناء نفس الطول الموجي أو أن تكون الانعكاسات من المستويات المتجاورة مختلفة في الطور للتداخل البنائى . وبدلاً من ذلك ، إذا نظر إلى الهولوجرام في الضوء



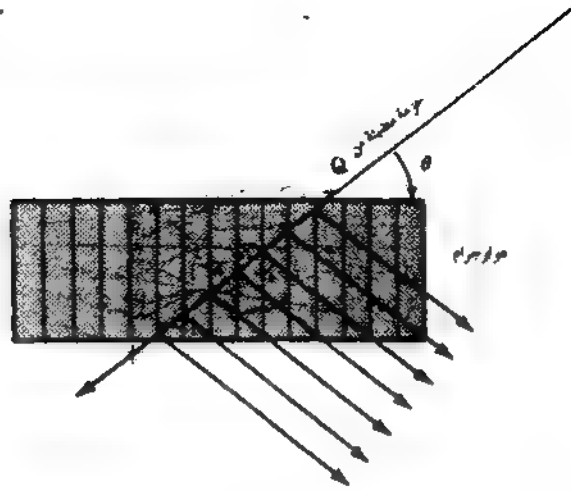
شكل ٣١ - ١٤ . جسم ثلاثي الأبعاد يرى كتركيب من عدة مجموعات من الأسطح في هولوجرام سيمك بواسطة تداخل الحزمة المرجع مع الضوء من نقط على الجسم .

الأبيض ( صول الشمس بعد بمثابة مصدر رائع ) سينتقى الطول الموجي الملائم لإنتاج الصورة المنعكسة تكون الطبقات الحساسة الفوتوغرافية العادية بمحدودة الاستخدام نظرا لأنها تميل إلى انكماش خلال عملية الاظهار .

تكون هذه الطريقة مفيدة خاصة لأن الليزر ليس ضروريا في الرؤية . وأكثر من هذا ، إذا انتج الهولوجرام بواسطة الاضاءة بالليزر الذي ينتج ثلاثة ألوان أولية ( الأحمر والأخضر والأزرق ) ، سيرى الهولوجرام الناتج كامل الألوان عند رؤيته في الضوء الأبيض .

### ٣١ - ٦ : هولوجرامات أخرى

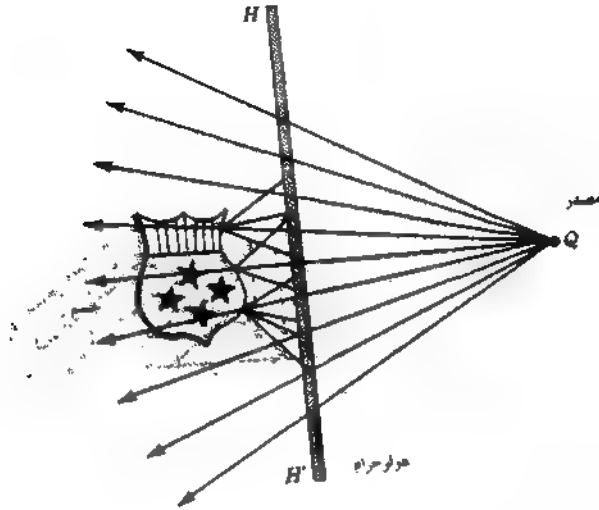
يمكن إنتاج نوعيات مختلفة من الهولوجرامات لانحياز ظواهر غير عادية . تشمل هذه استخدام عدسات ومرايا واستخدام صور هولوجرافية أخرى كأجسام .



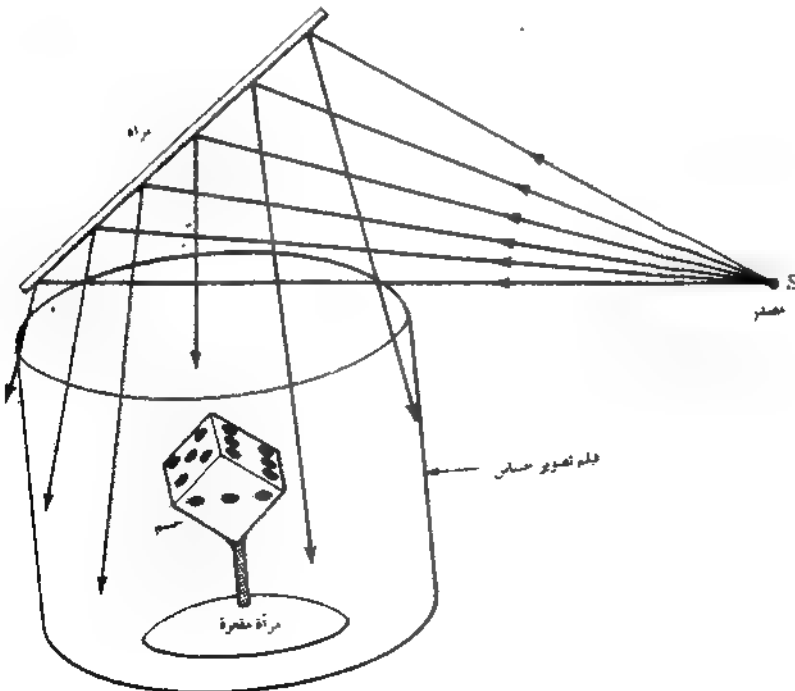
شكل ٣١ - ١٥ : بسبب قاعدة براج للانعكاس ستكون جميع الأمواج المنعكسة المتعكبة مغطاة في الطور ويقوى بعضها بعضا فقط عندما يضاء المولوجرام بنفس الطول الموجي للضوء ومن نفس الاتجاهية لحزمة المرحع الأصلية Q .

تتكون واحدة من أعظم الصور المولوجرافية إثارة بواسطة فيلم دائري - ٥٣٦٠ . قدم هذه الطريقة ت.هـ. جيونج مستخدما طبقة حساسة فوتوغرافية مثبتة على سطح اسطوانى يحيط الجسم ( انظر الشكل ٣١ - ١٧ ) . تتمثل أبسط طريقة في الإضاءة ، وليس من الضروري أن تكون أفضلها ، في توجيه حزمة متفرقة من أعلى ، لتضىء كل الطبقة الحساسة والجسم . وبالإضاءة مرة ثانية ، ستشاهد الصورة التقديرية في مركز الاسطوانة ، ويمكن رؤيتها من جميع الجوانب . وإذا استخدمت حزمة عالية الشدة من ليزر نابض ، لن تكون هناك مشكلة في استخدام منضدة خالية من الاهتزاز كحامل .

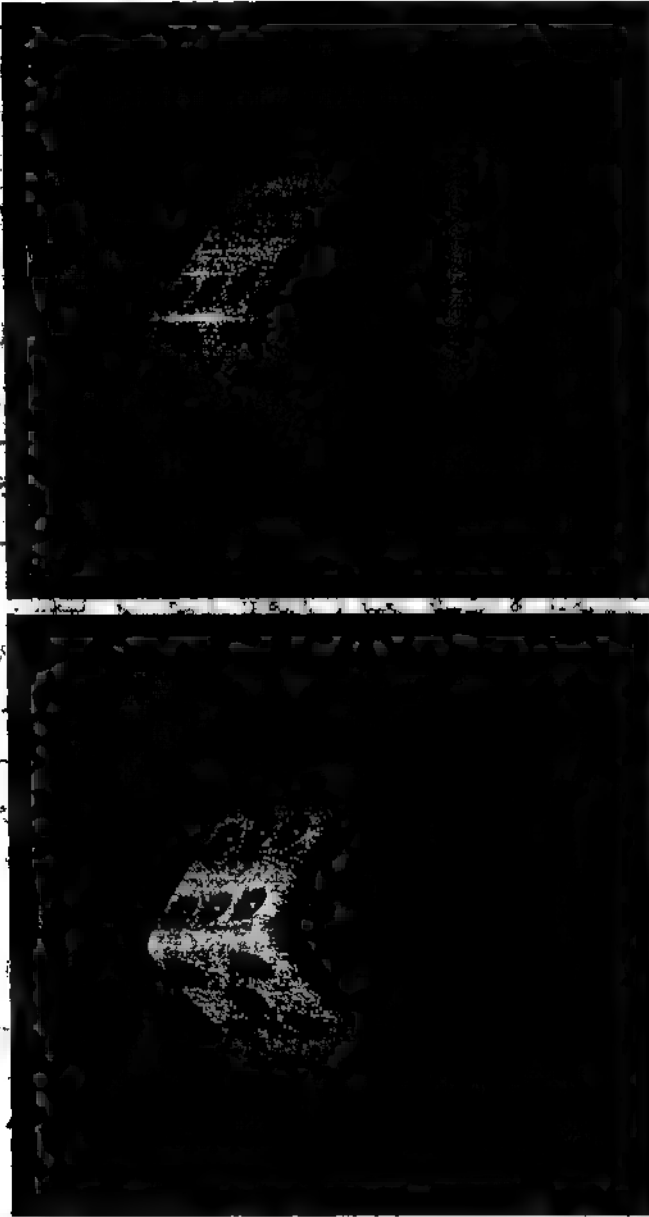
وعند هذه النقطة في تطوير فن التصوير الفوتوغرافى ، ينبغي الإشارة إلى مقارنة موجزة بين التصوير الفوتوغرافى بالعدسات والصور الفوتوغرافية بدون عدسات وهدف الحيوذ . ولكل من هذه الطرق ميزتها وعيوبها التى تتوقف على الأغراض التى تستخدم من أحلها . وتتوقف كمية المعلومات المخزنة في الطبقة الحساسة الفوتوغرافية على صغر حبيبة الناتج النهائى وحده . ويتعين هذا في النهاية بحجم الذرات والجزيئات في الوسط المختزن نفسه . انظر الشكل ( ٣١ - ١٨ ) .



شكل ٣٩ - ١٦ : هولوجرام عاكس مصنوع من مصدر ونفذ وطبقة حساسة شفافة .



شكل ٣١ - ١٧ : هولوجرام اسطواني ٣٦٠ يمكن عمله بحيث يرى من جميع جوانبه .



شكل ٣١ - ١٨ (أ) صورة مباشرة من آلة تصوير طبية نرد ١٦ مم عملت بالآلة تصوير اكراكتا ٣٥ مم  
 على فيلم X + (ب) صورة من A.D. white (ب) صورة للفلس الحية كما ترى في هولوغرام اسطوانى ٥٣٦٠  
 عملت بجهاز كالموضح في الشكل ( ٣١ - ١٧ ) ( Bellinbwr, N.J ) (Metrologic Instruments Inc.

سيظهر على سبيل المثال أن تخزين الصور الميكروسيكوية جنباً إلى جنب يمكن مساواته بتخزين مجموعات مركبة بعضها فوق بعض من هذب التداخل في هولوجرام سميك . ومن ناحية أخرى ، فإن التفصيل الدقيق للصور ثلاثية الأبعاد التي تشاهد كاملة الألوان والمتكونة بواسطة عدسة من نوع جيد أو مرآة مقعرة يمكن مقارنتها بالصور ثلاثية الأبعاد التي يمكن تخزينها في هولوجرام يتم استخدامه للرؤية فيما بعد .

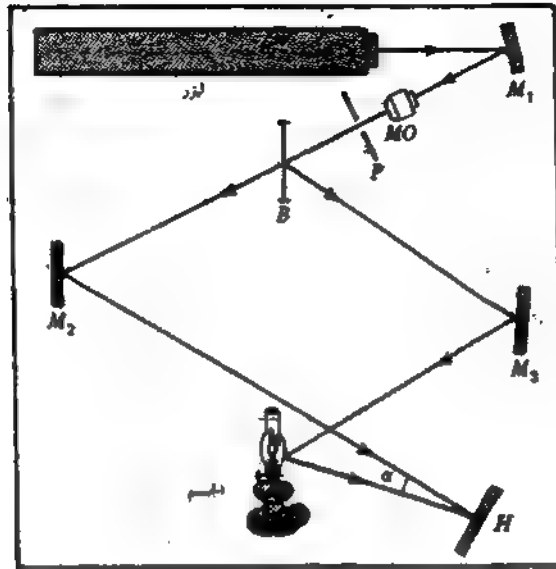
### ٣١ - ٧ - معمل هولوجرافيا للطلاب

تعد الهولوجرافيا من الموضوعات الآسرة التي تدفع كثيراً من الطلاب في المعامل العلمية إلى الرغبة في عمل هولوجرامات بأنفسهم ومشاهدتها . ونعرض هنا لبعض الوسائل التجريبية قليلة التكاليف التي تتطلب أقل حيز وأقل تجهيزات . ونظراً لأن المسافات الفاصلة بين النهايات العظمى في الهولوجرام حوالي نصف طول موجة ، فإنه يمكن استخدام طبقة فوتوغرافية حساسة حبيباتها دقيقة جداً ، مع توخي الحرص في تجنب اهتزاز المكونات الضوئية أثناء التعريض .

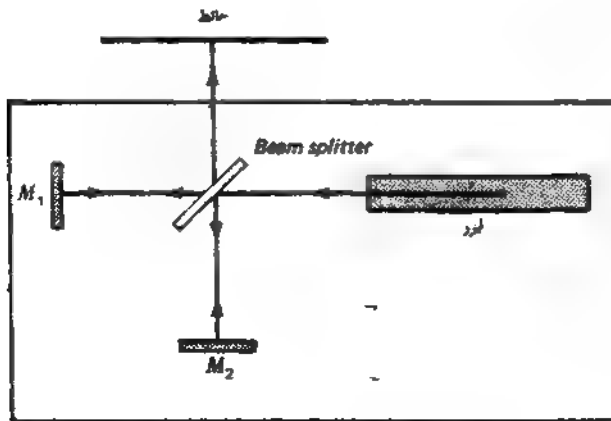
وللتقليل من أضرار الاهتزاز ، ينبغي تثبيت كل المكونات بما فيها الليزر في كتلة خالية - الاهتزاز ، أو في لوح ثقيل . ولهذا الغرض ، يجب أن يثقب لوح من الصلب مساحته من ٧٠ إلى ٩٠ سم<sup>٢</sup> وينقر لعمل مجموعة من الثقوب لها شكل الفسفساء لتثبيت المكونات بإحكام . وعندما يكون كل شيء معداً للتصوير يجب أن يؤخذ هذا اللوح إلى حجرة مظلمة ويوضع على إطار سيارة داخل متنفخ . ويسمح عنق الصمام المثبت على الحافة الخارجية للإطار بسهولة النفخ وضبطه .

والوسيلة الشائعة نسبياً هي إنشاء صندوق رمل و ملء برمل جاف ووضع على عدة إطارات داخلية . ويكون كل من المكونات الضوئية مثبتاً عند طرف قضيب من الخشب الصلب أو البلاستيك ، قطره حوالي ٤ سم وطوله ٣٠ سم ، مسنن عند الطرف السفلي . ويدفعه في الرمل كما يدفع الوتد في الحديقة ، يكون هذا التثبيت خالياً من الاهتزازات .

والرسم التخطيطي الذي يوضح جميع المكونات ووظيفتها موضح في الشكل ( ٣١ - ٩ )  $M_3, M_2, M_1$  عبارة من مرايا سطوحها الأمامية مفضضة ؛ و  $M_0$  شبيبة ميكروسكوب لتفريق الحزمة . ويسمح الثقب الدائري الصغير الموضوع عند بؤرة شبيبة الميكروسكوب بمرور حزمة الليزر غير المنحرفة لكنه يحجب الضوء المنتشر الناشئ في



شكل ٣١ - ١٩ : رسم الجهاز ومكوناته الأساسية لعمل الهولوجرامات . تكون المكونات مثبتة بإحكام على لوح من الصلب حوالي ٩٠ سم ، أو على أوتاد خشبية في الرمل في صندوق من ، يستقر على إطار داخلي متين لتقليل الاهتزازات .



شكل ٣١ - ٢٠ : جهاز مقياس التداخل ليكسون لوضع مصادر الاهتزاز المؤثرة على التذبذبة المهيأة لعمل هولوجرامات في معامل التيزياء بالكلية .

الليزر أو من الحيزود بواسطة الغبار أو المكونات الضوئية السابقة . ينبغي أن يكون حجم الثقب الدائري حوالى ٢٥ ميكرون للشبيبة  $\times ٠.١$  وحوالى ١ ميكرون للشبيبة  $\times ٠.٦$  . وبالرغم من أن هولوغرافياً أكثر تماثلاً ينتج بواسطة مثل هذا المرشح المكافئ إلا أنه ليس أساسياً ولا يستحق المجهود المبذول لضبط الثقب الدائري . يكون B بمثابة مجزئ للحزمة ، يكون أفضل ما يمكن إذا عكس مالا يقل عن ٧٥٪ من الضوء . يجب أن تتراوح الزاوية  $\alpha$  من ١٥ إلى ٢٥ .

وتنشأ إحدى المشاكل الرئيسية من ضعف نسبي في الضوء المعدل المنعكس من الجسم . ونظراً لأن الجسم يسبب استطارة الضوء في جميع الاتجاهات، فإن جزءاً صغيراً فقط هو الذى يصل إلى اللوح الفوتوغرافى . وتكون النهاية العظمى لتباين الهدب على الهولوجرام محفوظة نظرياً عندما يكون الضوء الكلى من كل حزمة متساوياً ( أنظر الفقرة ١٣ - ٤ ) . ومع ذلك ، يجب عملياً أن تكون الحزمة المستطارة من ٣ إلى ١٠ مرات أضعف من الحزمة المرجع لتقليل تشويش اللوح بسبب ضوضاء التعديل الداخلى .

وينبغي الحرص في مساواة المسارين الضوئيين تقريباً عند إنقاص طول الترابط لحزمة الليزر بواسطة عدة هيئات تذبذبية . ويجب اختبار القابلية للاهتزازات قبل استخدام منضدة التثبيت بواسطة ترتيب المكونات المختلفة لتكون مقياس تداخل ميكلسون وتسقط الهدب على حائط قريب ( أنظر الشكل ٣١ - ٢٠ ) . تكفى إزاحة نصف هدبة أثناء التعريض لمنع أى صورة للهدب على الإطلاق ، وتكفى أى إزاحة أصغر لتقليل نوعية الصورة إلى حد كبير . قد يدل مثل هذا الاختبار على المركبات التى تتحرك ببطء ، يدل على أنها تتأثر بانزياح الهواء ، أو أن المجموعة تهتز بواسطة المضاعد والآلات أو بالناس الذين يمشون في الصالة المجاورة . وثمة إجراءات وقائية يمكن أخذها في الاعتبار . إذ يجب استخدام فيلم عالى - التحليل كما تكون المحاولات العديدة للتصوير ضرورية قبل الحصول على هولوجرامات مرضية .

المراجع

- CAMATINI, E.: "Optical and Acoustical Holography," Plenum Press, New York, 1972.  
COLLIER, ROBERT J., CHRISTOPH B. BURCKHARDT, and LAWRENCE H. LIN: "Optical Holography," Academic Press, Inc., New York, 1971.  
FRANCON, M.: "Holographie," Springer-Verlag, Berlin, 1972.  
GOODMAN, J. W.: "Introduction to Fourier Optics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1968.  
HILDEBRAND, B. P., and B. B. BRENDEN: "Applications of Holography," Plenum Press, New York, 1971.

## مسائل

٣١ - ١ أمواج مستوية مترابطة وأمواج مستطارة من مصدر نقطى تسقط جميعها على لوح فوتوغرافى كما فى الشكل ( ٣١ - ١ ) . إذا كان طول موجة الضوء ٦٥٦٣ أنجستروم ، والمسافة العمودية بين المصدر النقطى والطبقة الحساسة هي ٥ سم ، أوجد (أ) نصف قطر الهدبة المضيئة العاشرة والحادية عشرة ؟ افرض أن الأمواج عند مركز المجموعة تكون مضيئة فى الطور وعلى القيلم الناتج تكون مظلمة ؟

[ الإجابة : (أ) ٠,٨٣٠١٦ مم . (ب) ٠,٠٧٤٣٣ مم ]

٣١ - ٢ حزمة من ليزر العقيق الذى يشع ضوءاً أحمر طول موجته ٦٩٤٣ أنجستروم تستخدم مع مجزئ للحزمة لإنتاج حزمتين مترابطتين . انعكس كل منهما عن مرآة مستوية لتصل معاً إلى نفس اللوح الفوتوغرافى . إذا كانت الزاوية بين الحزمتين المتداخلتين ٥١° واللوح على العمود ينصف هذه الزاوية ، أوجد المسافة الفاصلة بين هدب التداخل على اللوح .

٣١ - ٣ مصدران نقطيان لضوء مترابط مثل Q و Q' موضوعان بحيث تكون المسافة بينهما ٢٥ سم كما فى الشكل ( ٣١ - ١٠ (أ) . أوجد المسافة بين الهدب على طول الخط الأوسط QQ' إذا كان طول موجة الضوء ٥٤٦١ أنجستروم . (ب) ما عدد الهدب الموجودة فى كل ملليمتر ؟

٣١ - ٤ فى جزء واحد من هولوجرام سميك يوجد عدد من الشرائح موازية لبعضها البعض والمسافة الفاصلة بينها ٣,٧٥ × ١٠<sup>-٤</sup> مم . عند أى زاوية بالنسبة لهذه الشرائح ينعكس الضوء فى الرتبة الأولى إذا كان الطول الموجى هو ٦٥٦٣ أنجستروم ؟

[ الإجابة : ٥٦١,٠٥٣ ]



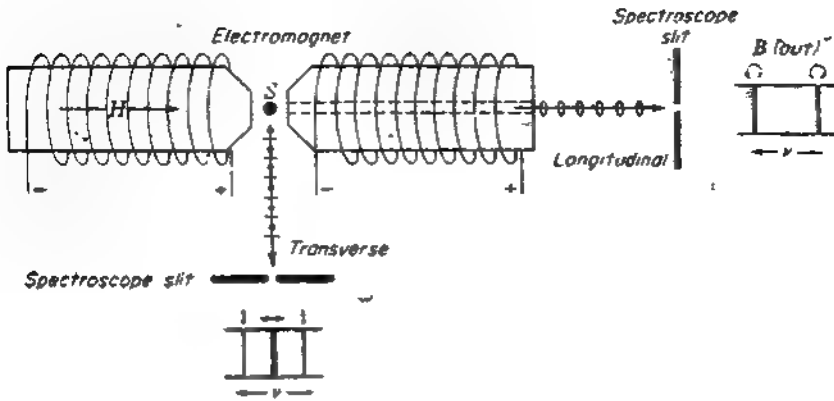
## الفصل الثاني والثلاثون

### البصريات المغنطيسية والبصريات الكهربية

رأينا قبل الآن في الباب ٢٠ وفي الفقرات ( ٢٣ - ٩ ) ، ( ٢٦ - ٩ ) ، و ( ٢٨ - ٩ ) أن الأمواج الكهرومغنطيسية تكون قادرة على تفسير السمات الرئيسية لإنتشار الضوء في الفضاء وخلال الأوساط المادية . وفي دعم إضافي للخاصية الكهرومغنطيسية للضوء ، توجد مجموعة من التجارب الضوئية التي تعرض التفاعل المتبادل بين الضوء والمادة عندما تتعرض الأخيرة إلى مجال مغنطيسي خارجي قوى أو مجال كهربي . في هذه المجموعة من التجارب تندرج تلك التي تنوقف في أداؤها على المجال المغنطيسي المؤثر تحت إسم البصريات المغنطيسية وتلك التي تعتمد في عملها على المجال الكهربي تحت اسم البصريات الكهربية . وفي هذا الباب سنعالج بإيجاز التأثيرات الضوئية المعروفة التالية تحت رؤس الموضوعات هذه :

البصريات المغنطيسية	البصريات الكهربية
تأثير زيمان	تأثير شتارك
تأثير زيمان العكسي	تأثير شتارك العكسي
تأثير فواجت	الإنكسار المزدوج الكهربي
تأثير كوتون - ملوتون	تأثير كير الكهروضوئي •
تأثير فراداي	
تأثير كير المغنيطوضوئي	

تعد التأثيرات الأربعة الكهروضوئية المدونة هنا بالترتيب . مناظرة على التوالي لأول تأثيرات أربعة مغنيطوضوئية .



شكل ٣٢ - ١ : الجهاز المستخدم تجريبياً لملاحظة تأثير زيمان

## \* ٣٢ - ١ تأثير زيمان

اكتشف زيمان عام ١٨٩٦ أن لب الصوديوم عندما يوضع بين قطبي مغناطيس كهربي قوى ، يزداد عرض الخطين الصفراوين بلرجة ملحوظة . وبعد ذلك بقليل ، قدم لورنتز نظرية بسيطة لهذه المشاهدات ، معتمدة على النظرية الإلكترونية للمادة ، وتنبأ أن كل خط طيف يوجد في مثل هذا المجال سينقسم إلى مركبتين عند النظر إليه في إتجاه يوازي المجال [الشكل ٣٢ - ١ (أ)] وإلى ثلاث مركبات عند النظر إليه في الإتجاه العمودي على المجال [الشكل ٣٢ - ١ (ب)] . وتنبأ بعد ذلك بأنه في الإتجاه الطولي (أ) تكون هذه الخطوط مستقطبة إستقطاباً دائرياً وفي الإتجاه المستعرض (ب) ، تكون مستقطبة إستقطاباً إستوائياً . وتحسين الظروف التجريبية أثبت زيمان ، رستون وآخرون صحة هذه التنبؤات في حالة عدد من خطوط الطيف .

تفترض نظرية لورنتز أن الإلكترونات في المادة تكون مسئولة عن نشأة أمواج الضوء وأنها جسيمات مشحونة تعدل حركاتها بواسطة مجال مغناطيسي خارجي . وفي حالة خاصة لإلكترون يتحرك في مدار دائري ، مستواه عمودي على إتجاه المجال B ،

\* ب . زيمان ( ١٨٦٥ - ١٩٤٣ ) . فيزيائي هولندي حاصل على جائزة نوبل عام ١٩٠٢ . مشهور بعمله في إقسام خطوط الطيف في مجال مغناطيسي . إسهاماته الرئيسية ملخصة في كتابه المشهور

"Researches in Magneto-optics," Macmillan & Co., Ltd., London, 1913.

ستزداد سرعة الإلكترون أو تباطأ بمقدار يتناسب طردياً مع الحث المعطيسي  $B$  . تبين المعالجة التقليدية ( الكلاسيكية ) لهذه المشكلة أنه إذا كانت  $v_0$  تمثل التردد المداري للإلكترون في فضاء خال من المجال ، فإن التردد في وجود مجال سيعطى بواسطة  $\Delta v \pm v_0$  ، حيث

١ - ٣٢

$$\Delta v = \frac{eB}{4\pi m} = 1.399611 \times 10^{10} B \quad s^{-1} \quad \text{ثانية}^{-1}$$

حيث  $e$  شحنة الإلكترون بالكولوم ،  $m$  كتلة الإلكترون بالكيلوجرام ، و  $B$  الحث المغنطيسي بالتسلا .

$$\text{واحد تسلا} = 1 = \frac{1}{\frac{(wb)}{m^2}} = 10^4 \text{ آلاف جولاً} .$$

في دراسة خطوط الطيف يكون من الملائم التعبير عن هذا الفرق في التردد  $\Delta v$  بدلالة العدد الموجي ( أنظر الفقرة ١٤ - ٤ ) بالقسمة على سرعة الضوء بالسنتيمتر في الثانية ؛  $c = 2.997925 \times 10^{10}$  سم/ث .

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta v}{c} = 0.46686 B \quad \text{سم}^{-1} \quad ( ٣٢ - ٢ )$$

وثمة علاقة بين الطول الموجي والتردد بالهرتز أو الأعداد الموجية تنتج من المعادلة الموجية  $c = v\lambda$  :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$$

حيث  $\Delta \lambda$  صغيرة عند مقارنتها مع  $\lambda$  ،  $\Delta v$  صغيرة عند مقارنتها مع  $v$  ، و  $\Delta \sigma$  صغيرة عند مقارنتها مع  $\sigma$  .

في النظرية التقليدية ( الكلاسيكية ) لتأثير زيمان نتم بمجموعة من الذرات تدور فيها الإلكترونات في مدارات دائرية أو إهليلجية ( بيضوية ) إتجاهاتها عشوائية في الفضاء . ومع ذلك ، يمكن الآن بيان أن هذا الوضع يهتز فيه  $\frac{1}{2}$  الإلكترونات في خطوط مستقيمة على طول اتجاه المجال المغنطيسي ويدور الثلثان في مدارات دائرية في مستو عمودي على المجال . وفي الحالة الأخيرة ، يدور نصفها في اتجاه ويدور النصف الآخر في الاتجاه المضاد . ويكون نصف قطر مداراتها  $1/\sqrt{2}$  من سعة الحركة الإهتزازية الخطية .

لإثبات هذه الحالات ، سنختار أى واحد من الإلكترونات ونخلل حركته الأهلبيجية إلى ثلاث حركات حظية متعامدة بالتبادل على بعضها البعض كما فى الشكل ( ٣٢ - ٢ (أ) . وسنفرض للتسهيل أن الإلكترون يكون مقيداً بقوة مرونة تتبع القانون

$$F = -kr \quad (٣ - ٣٢)$$

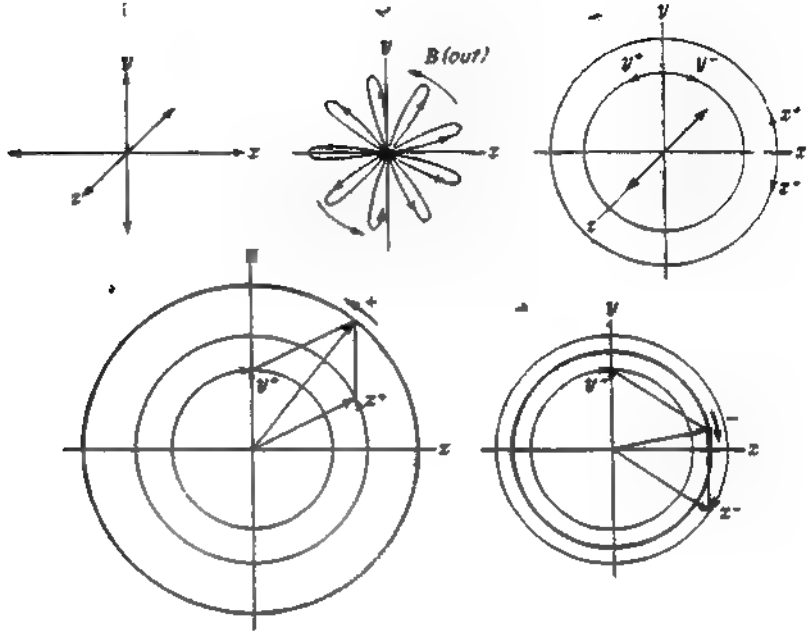
حيث  $r$  الإزاحة عن موضع الإتزان . وتحت هذه الظروف ، تكون المركبات الثلاث عبارة عن حركات توافقية بسيطة ، لكنها لا تكون متساوية السعة ولا متفقة الطور لأى إلكترون واحد .

إذا أثر الآن مجال مغنطيسى فى الإتجاه  $Z$  ، تظل المركبة الموازية لـ  $Z$  دون تغيير ، لأنها تكافئ تياراً موجهاً على طول خطوط القوة . ومع ذلك ، سيتعدل كل من الإهتزازين  $x$  و  $y$  ، نظراً لأن أى إلكترون يتحرك عبر المجال المغنطيسى يعانى من قوة

$$F_B = Bev \quad (٤ - ٣٢)$$

عمودية على المجال وعمودية أيضاً على حركته . ويمثل تأثير هذه القوة فى تغيير المركبتين  $x$  و  $y$  إلى حركات فى شكل الوردية كما فى الشكل ( ٣٢ - ٢ (ب)) للمركبة  $y$  . وهذه يمكن وصفها بطريقة تظهر مزاياها بدلالة مركبات دائرية  $y^+$  و  $y^-$  للحركة  $y$  ،  $x^+$  و  $x^-$  للحركة  $x$  [الرسم التخطيطى (ج) من الشكل] . وفى وجود المجال تكون المركبات الدائرية المشار إليها بعلامة  $+$  أعلى تردداً من تلك المشار إليها بعلامة  $-$  ، ولهذا يمكننا ضم الحركتين  $x^+$  و  $y^+$  للحصول على حركة دائرية موجبة محصلة ، كما فى الرسم التخطيطى (د) و  $y^-$  و  $x^-$  للحصول على أخرى سالبة ، كما فى (هـ) . ولهذا يكون المدار الإهلبيجى الأصلى عند تعرضه لمجال مغنطيسى يكون مكافئاً لحركة خطية ترددها لا يتغير على طول المجال ، زيادة على حركتين دائريتين ، إحداهما أعلى والأخرى أقل تردداً ، فى مستو عمودى على المجال .

ستشع المركبات الدائرية ضوءاً على طول إتجاه المجال فقط ، وتعطى هذه ضوءاً مستقطباً إستقطاباً دائرياً بترددتين مختلفين . يجب أن تكون شدتا هاتين المركبتين متساويتين عندما يؤخذ فى الاعتبار مجموعة الذرات ككل ، لأنه عند إنعدام المجال ، يكون الضوء غير مستقطب . وعندما ننظر إلى الضوء فى إتجاه عمودى على إتجاه المجال ، نرى المركبات الدائرية من حافظها ، ولهذا تودى إلى ترددتين مختلفتين لضوء مستقطب إستقطاباً إستوائياً إهتزازاته عمودية على إتجاه المجال . لكل منهما فقط نصف شدة الحزم المستقطبة إستقطاباً دائرياً المشار إليها اعلاه . إضافة إلى ذلك ، تشع الحركات  $z$  الخطية



شكل ٣٢ - ٢ : تحليل مدار لفسر تأثير زيمان الخطسي

ضوءاً في الاتجاه المستعرض . يكون لهذا الضوء التردد الأصلي  $\nu_0$  ، ويهتز موازياً للمجال ، وشدته تساوى مجموع شدتي المركبتين الآخر . ولهذا يكون متوسط سعة المركبات  $z$  لجميع الذرات أكبر بمقدار  $\sqrt{2}$  مرة من تلك للمركبتين  $x$  و  $y$  .

ولنحسب الآن التغير في التردد المتوقع للمركبتين الدائريتين . ففي وجود المجال ، تزوّد القوة الطاردة المركزية المؤثرة على الإلكترون في مداره الدائري بواسطة قوة مرونة ، بحيث يكون لدينا تبعاً للمعادلة ( ٣٢ - ٣ ) مايلي

$$F = -kr = -m\omega^2 r \quad (32-5)$$

حيث  $m$  كتلة الإلكترون و  $\omega$  سرعته الزاوية . وبعد تأثير المجال ، توجد سرعة زاوية جديدة  $\omega$  ، وتكون القوة الطاردة المركزية بمثابة مجموع قوة المرونة والقوة الناتجة عن المجال ( المعادلة ٣٢ - ٤ ) . ولهذا يكون

$$F' = -m\omega^2 r = F \pm F_B = -kr \pm Bev$$

تناظر الإشارة الموجبة الحركة في إتجاه حركة عقارب الساعة في المستوى xy والإشارة السالبة تلك المضادة لإتجاه حركة عقارب الساعة . وبالتعويض عن  $kr$  - قيمتها من المعادلة ( ٣٢ - ٥ ) ، عندئذ نحصل على

$$-m\omega^2 r = -m\omega_0^2 r \pm Bev$$

أ ، نظراً لأن  $\omega = v/r$  ،

$$\omega^2 - \omega_0^2 = \pm \frac{Bev}{mr} = \mp \frac{Be\omega}{m} \quad ( ٣٢ - ٦ )$$

وللحصول على تعبير أبسط للتغير في التردد ، يكون من الضروري إفتراض أن الفرق في السرعة الزاوية يكون صغيراً عند مقارنته بأى من سرعتين الزاويتين . وهذا صحيح دائماً نظراً لأنه يعنى أن إزاحات زيمان تكون صغيرة عند مقارنتها بتردد الخطوط نفسها . ولهذا يمكننا وضع

$$(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0) \approx 2\omega(\omega - \omega_0)$$

ومن المعادلة ( ٣٢ - ٦ ) ،

$$\omega - \omega_0 = \pm \frac{Be\omega}{2m\omega} = \pm \frac{Be}{2m}$$

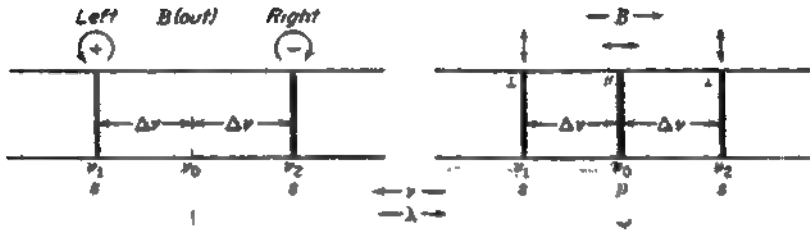
ونظراً لأن  $\nu = \omega/2\pi$  ، يصبح التغير في التردد

$$\Delta\nu = \pm \frac{Be}{4\pi m} \quad ( ٣٢ - ٧ )$$

متفقاً مع المعادلة ( ٣٢ - ١ ) .

في هذا الإستنتاج تم ضمناً إفتراض أن نصف قطر المدار الدائرى يظل دون تغير أثناء تأثير المجال المغنطيسى . وزيادة سرعة الإلكترون أو تباطؤه في مداره تحدث فقط أثناء تغير المجال وترجع إلى تغير عدد خطوط القوى التى تخترق المدار . وتنتج هذه تبعاً لقانون الحث لفرادى قوة دافعة كهربية كما ينبغى أن تكون في حلقة دائرية من السلك . وقد يكون من المتوقع تغير نصف القطر مع زيادة أو نقص السرعة الناتجة ، إلا أن الحقيقة تتمثل في وجود تغير في القوة المركزية بالقدر الذى يبقى نصف القطر ثابتاً . والقوة الإضافية هى تلك التى تمثلها المعادلة ( ٣٢ - ٨ ) والتى لها نفس المشأ كتلك القوة العمودية المؤثرة على سلك يحمل تياراً كهربياً في مجال مغنطيسى .

ولنلخص الآن ما يجب أن نشاهده عند تأثير مجال مغنطيسي على خط طيف . ستوقف النتيجة على الإتجاه الذى ينظر فيه إلى المصدر بالنسبة لإتجاه المجال المغنطيسي . فعندما ينظر إلى المصدر فى إتجاه المجال ، على طول المحور  $x$  ، يكون لدينا ما يسمى بتأثير زيمان الطولى . وفى هذا الإتجاه سيظهر فقط الترددان  $\nu_0 + \Delta\nu$  و  $\nu_0 - \Delta\nu$  ، ويسمى أن يكون هذا الضوء



شكل ٣٢ - ٣ : مجموعة زيمان الثلاثية العادية ، موضحة إستقطاب الضوء

مستقطباً إستقطاباً دائرياً يمينياً ويسارياً [الشكل ٣٢ - ٣ (أ)]. ونظراً لأن الضوء حركة موجية مستعرضة ، فإن الاهتزازات  $z$  لن تشع ضوءاً تردده  $\nu_0$  فى إتجاه  $z$  .

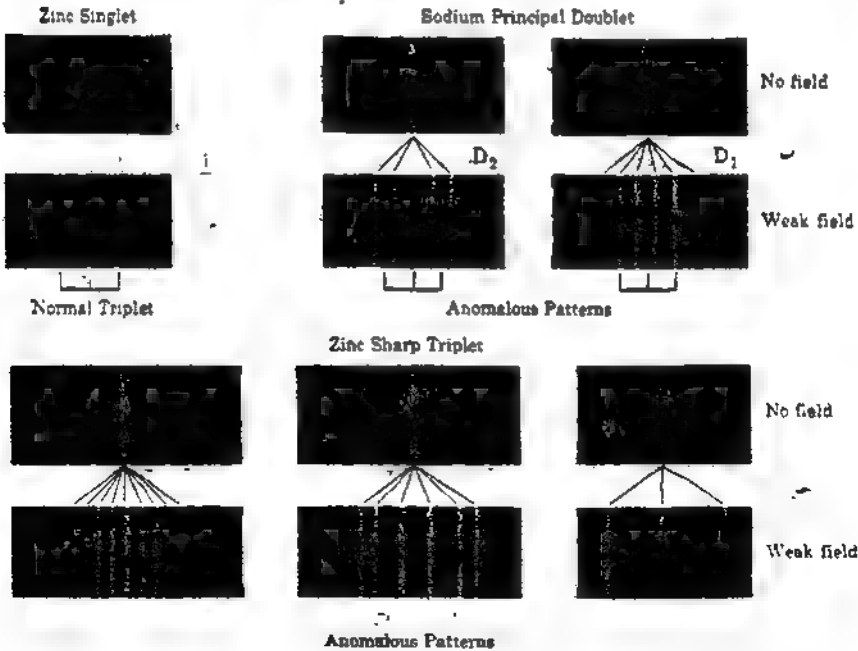
عند رؤيته فى إتجاه عمودى على إتجاه المجال ، سيلاحظ أن الحركات  $z$  تعطى ضوءاً مستقطباً إستقطاباً إستوائياً متجهه الكهربى مواز للمجال (المركبات  $p$ ) ، وستعطى الحركتان الدائريتان ، برؤيتهما من إتجاه الحافة ، ضوءاً مستقطباً إستقطاباً إستوائياً متجهه الكهربى عمودى على المجال (المركبات  $s$ ) . ولهذا يظهر خط الطيف عند رؤيته عمودياً على المجال كتلاثة مركبات مستقطبة إستقطاباً إستوائياً [الشكل ٣٢ - ٣

(ب)] - الخط الأوسط غير المزاح ، وخطين آخرين على بعدين متماثلين كما هو موضح . يسمى هذا المجموعة الثلاثية العادية ، ونشاهد بعض خطوط الطيف ، مع ذلك لمعظمها على الإطلاق .

\* باستخدام قاعدة اليد اليمنى ، يشر الإتجاه إلى إتجاه المجال ، وتشير بقية الأصابع إلى الدوران المشار إليه بعلامة (+) الذى يكون له التردد الأعلى المرموز له بالرمز  $\nu_1$  . يعطى الإتجاه المعاكس الدوران (-) الذى يكون له التردد الأقل  $\nu_2$  . بالنظر إلى الضوء يعطى الدوران فى إتجاه حركة عقارب الساعة الضوء المستقطب إستقطاباً دائرياً يمينياً والدوران فى عكس إتجاه حركة عقارب الساعة الضوء المستقطب إستقطاباً دائرياً يسارياً . ويكون الأخير متفقاً مع التعريف المستخدمة فى معالجة المواد القابلة ضوئياً .

ونظراً لأن اتجاه الدوران للضوء المستقطب إستقطاباً دائرياً يتوقف على ما إذا كان المرء يفترض شحنه موجبة أو سالبة كمشعات للضوء ، يكون من الممكن التمييز بين هذه البدائل بإستخدام لوح ربع موجي ومنشور نيكول . ولقد رسم الشكل ( ٣٢ - ٣ (أ) ، الذى يكون فيه الدوران الموجب أعلى ترديداً ، تبعاً لإفتراسنا الإلكترونات السالبة كمشعات .

ولم يكن زيمان ، فى دراساته المبكرة ، قادراً على إحداث إنقسام فى أى من خطوط الطيف إلى ثنائيات أو ثلاثيات ، إلا أنه لاحظ زيادة فى عرضها وأن حوافها الخارجية تكون مستقطبة ، كما تنبأ لورنتز . وينظر الإستقطاب الإشعاع بواسطة الجسيمات السالبة . ولقد تمكن فيما بعد من تصوير المركبتين الخارجيتين للخطوط الناشئة من عناصر الخارصين ، والنحاس ، والكاديوم ، والقصدير بواسطة التخلص من المركبات أ بمنشور نيكول . ولقد تمكن برستون ، مستخدماً تفريقاً أكبر وقوة تحليل أكبر ، من بيان أن خطوطاً معينة لا تنقسم إلى مجموعة ثلاثية فحسب بل ورباعية وخماسية ، أو حتى عدد أكبر كثيراً من المركبات . وتسمى مثل هذه المجموعات من الخطوط ، الموضحة فى الشكل ( ٣٢ - ٤ ) ، بإسم مجموعات زيمان الشاذة ، وتسمى الظاهرة بإسم «تأثير زيمان الشاذ» . والمسافة الفاصلة بين المجموعة الثلاثية العادية 2Δ



شكل ٣٢ - ٤ : تأثيرات زيمان العادية والشاذة

مجموعة زيمان الكاملة لأي خط طيف محدد في مجال له أى شدة إلى أعظم درجة من اليقين . وعلى العكس ، أصبحت دراسة هذه المجموعات وسيلة فعالة في تحليل الأطياف المعقدة .

## ٣٢ - ٢ تأثير زيمان العكسى

يسمى تأثير زيمان الذى يتم الحصول عليه فى الإمتصاص بإسم تأثير زيمان العكسى . تشاهد هذه الظاهرة بإرسال ضوء أبيض خلال بخار ماص عندما يتعرض الأخير لمجال مغناطيسى منتظم . بإعتبار التأثير الطولى ، بالتمائل مع الشكل ( ٣٢ - ٣ (أ) ) ، يمكن تصور الضوء غير المستقطب بأى تردد كما لو كان يتكون من مركبتين مستقطبتين إستقطاباً إستوائياً بكل العلاقات الطورية الممكنة . إذا كانت  $\nu_0$  الآن تمثل تردد الرنين الطبيعى للبخار فى غياب المجال ، فإن المركبات الدائرية (+) وتردها  $\nu_+$  ستمتص بشدة فى وجود المجال ( أنظر حاشية الصفحة ) . وتمر المركبات الدائرية (-) المناظرة وتردها  $\nu_-$  مع نقص طفيف فى الشدة ، لأنها لكى تمتص يجب أن يكون ترددها  $\nu_-$  . ولذلك عند تردد  $\nu_+$  وبالنظر من الانجاة المقابل لانجاة المجال كما فى الشكل ( ٣٢ - ٣ (أ) ) ، يمر ضوء مستقطب إستقطاباً دائرياً يمينياً ، ولطبقة ماصة سميكة تكون شدتها نصف خلفية الضوء المستمر [الشكل ٣٢ - ٥ (أ)] وثمة مناقشة مماثلة يمكن تقديمها  $\nu_-$

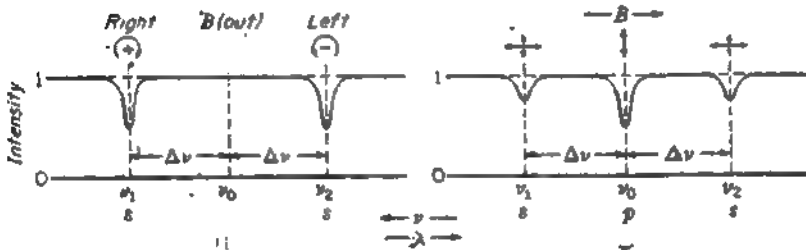
ولهذا لا تمتص بالكامل مركبات زيمان لأى خط طيف يمكن الحصول عليه فى الإمتصاص على طول إنجاء المجال ، ويكون الضوء النافذ مستقطباً إستقطاباً دائرياً فى إنجاءات معاكسة لتلك للمركبات المناظرة التى يتم الحصول عليها فى الإنبعاث . ولقد تم إثبات هذا تجريبياً حتى للمجموعات الشاذة عديدة المركبات .

وبالنظر عمودياً على المجال [الشكل ٣٢ - ٥ (ب)] ، تكون المركبات  $p$  ،  $s$  مستقطبتين ومتعامدتين المركبتين المناظرتين فى الإنبعاث . ولتردد  $\nu_0$  ، تمتص المركبات الموزية لجميع إهتزازات الضوء الساقط وتمر المركبات العمودية . ولتردد  $\nu_+$  ، تمر المركبات الموازية جميعها . والمركبات العمودية ، المتحركة خلال المجال تمتص بصف المتذبذبات فقط ( المتذبذبات الموجبة الدوران وتردها  $\nu_+$  ) ، مؤدية إلى خط إمتصاص شدته نصف نظيره عنده  $\nu_0$  . وتكون النتيجة ضوء مستقطب إستقطاباً جزئياً بأقصى شدة لإهتزازات الموازية للمجال B . ويكون نفس الشيء صحيحاً بالنسبة للمركبة  $\nu_-$  .

كما تعطىها النظرية التقليدية ( الكلاسيكية ) موضحة بالأقواس تحت كل مجموعة . ومن المعادلة ( ٣٢ - ١ ) يمكن بيان أن كلاً من خطوط المركبات الخارجية يكون مرشحاً بمقدار يتناسب مع شدة المجال ، مما يحفظ تماثل المجموعة . ومع ذلك ، يلاحظ عدم التماثل في العديد من مجموعات زيمان . وتعرف هذه الظاهرة باسم تأثير زيمان التريعى ، بالرغم من أنه قد يكون أيضاً بداية لانتقال يعرف باسم تأثير باشين - باك وتبعاً له تصبح كل المجموعات الشاذة مجموعات ثلاثية عادية في حدود مجالات قوية جداً .

ويمكن فقط تفسير المجموعة الثلاثية العادية بواسطة النظرية التقليدية . ولقد أصبحت المجموعات المعقدة مفهومة الآن ومتفقة تماماً مع نظرية الكم للتركيب الذرى والإشعاع\* . فكل خط في المجموعة الشاذة ، عندما يُرى في اتجاه عمودى على اتجاه المجال ، يكون مستقطباً استقطاباً استوائياً . وعادة تكون الخطوط الوسطى في المجموعة بمثابة المركبات  $P$  واهتزازاتها موازية للمجال  $B$  ، وتلك المتماثلة البعد على كل جانب تكون بمثابة المركبات  $S$  واهتزازاتها عمودية على المجال . ويمكن فقط في التأثير الطولى ملاحظة الترددات المناظرة للمركبات  $S$  وتكون هذه مستقطبة استقطاباً دائرياً .

ولقد أوضحت نظرية الكم إلى حد ما أن المرء يمكن الآن أن يتنبأ .



شكل ٣٢ - ٥ • منحنيات الشدة لتأثير زيمان العكسى . المجموعة الثلاثية العادية في الإنصاف

\* لمعالجة تأثير زيمان الشاذ أرجع إلى

ويكون إمتصاص المركبة الموازية للتردد  $\nu$  مشابهاً للإمتصاص الانتقائي في بلورات مثل التورمالين ( الفقرة ٢٤ - ٦ ) ، حيث تمتص مركبة واحدة بالكامل وتنفذ الأخرى . تعطى ترددات الخطوط التي تم مشاهدتها في تأثير زيمان العكسي أيضاً بالمعادلات ( ٣٢ - ١ ) و ( ٣٢ - ٢ ) .

### ٣٢ - ٣ تأثير فراداي

اكتشف فراداي عام ١٨٤٥ أن قطعة من الزجاج عندما تتعرض لمجال مغنطيسي قوى ، تصبح فعالة ضوئياً . وعندما يمر ضوء مستقطب إستقطاباً إستوائياً خلال الزجاج في إتجاه يوازي المجال المغنطيسي المؤثر ، يدور مستوى الإستقطاب . ومنذ إكتشاف فراداي ، شوهدت الظاهرة في كثير من الجوامد والسوائل والغازات . ولقد وجد عملياً أن مقدار الدوران الذي تم مشاهدته في أي مادة يتناسب طردياً مع شدة المجال B والمسافة التي يقطعها الضوء في الوسط . ويمكن لهذا الدوران أن يعبر عنه بالعلاقة

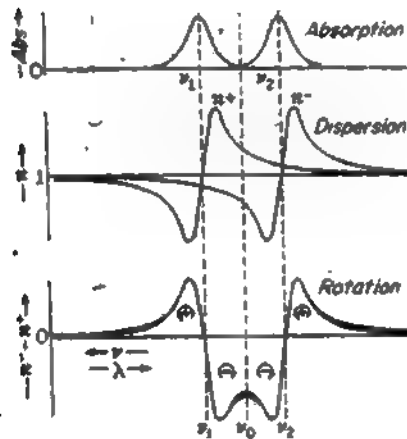
$$\theta = VBI \quad ( ٣٢ - ٨ )$$

حيث B الحث المغنطيسي بالتسلا ، I السلك بطول  $\theta$  زاوية الدوران بدقائق من القوس و V ثابت يتعلق بكل مادة . ويعرف هذا الثابت بإسم « ثابت فردين » ، ويعرف بالدوران لكل وحدة مسار لكل وحدة شدة مجال . ويجب في الغازات أن تكون الكثافة محددة أيضاً . وثمة قيم قليلة لثابت فردين مدونة في الجدول ( ٣٢ - ١ ) .

ويكون تأثير فراداي مرتبطاً إلى حد كبير بتأثيرات زيمان المباشرة والعكسية ، التي سبق تقديمها في الفقرتين السابقتين ، وأن تفسيره ينبع مباشرة من المبادئ المعطاة هنالك . ولأن الظاهرة تشاهد على أحسن ما يكون في الأبخرة عند أطوال موجية قرب خط الإمتصاص ، فإن التفسير المقدم هنا سيكون محصوراً على مواد في حالتها الغازية . أفترض مرور الضوء في بخار مثل بخار الصوديوم حيث يوجد في غياب المجال ترددات رنين معينة  $\nu_0$  عند أي منها يأخذ الإمتصاص مكانه . عند إدخال المجال المغنطيسي ، سيوجد لكل  $\nu_0$  ، تبعاً للنظرية التقليدية ( الكلاسيكية ) لتأثير زيمان ، ترددات رنينية . أحدهما  $\nu_1$  لضوء مستقطب إستقطاباً دائرياً يسارياً والآخر  $\nu_2$  لضوء

جدول ٣٢ - ١ قيم ثابت فردين مقدراً بدقائق من القوس لكل تسلا لكل متر لطول موجي  $\lambda = 5893$  أنغستروم

المادة	$t, ^\circ\text{C}$	$\gamma$
ماء	20	$1.31 \times 10^4$
(زجاج) فوسفات ناسي	18	$1.61 \times 10^4$
(زجاج) صخري صلب	18	$3.17 \times 10^4$
كالي كربيد الكربون	20	$4.23 \times 10^4$
فوسفور P	33	$13.26 \times 10^4$
كوارتز عمودي على الضوء	20	$1.66 \times 10^4$
أسيتات	15	$1.109 \times 10^4$
سلج	16	$3.585 \times 10^4$
كحول أسيل	25	$1.112 \times 10^4$



شكل ٣٢ - ٦ : منحنيات إمتصاص وتفریق مستخدمة في تفسير تأثير فراواي . ترجع هذه المنحنيات إلى الإنقسام المغنطيسي لخط إمتصاص مفرد .

مستقطب إستقطاناً دائرياً ينتقل على طول المحال . يمكن رسم منحنى إمتصاص ومسحنى تفریق [الشكل ٢٣ - ٨ (ب)] لكل من إتجاهات الدوران هذه ، كما هو موضح في الشكل ( ٣٢ - ٦ (أ) ، (ب) ) .

بشاهد ، بالرجوع إلى الشكل ( ٣٢ - ٦ (ب) ) أن قيمة  $n^-$  خارج المنطقة  $\nu_1$  إلى  $\nu_2$  تكون أكبر من  $n^+$  . لهذا ، تنتقل الدورانات الموجبة أسرع من السالبة ، ويدور

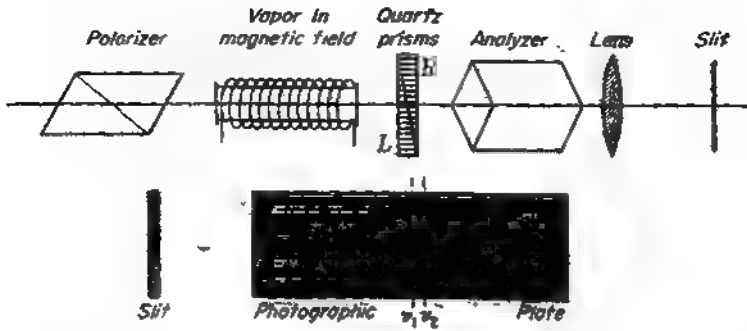
مستوى الضوء المستقطب الساقط في الاتجاه الموجب ( أنظر الفقرة ٢٨ - ٣ ) . وبين الفرق بين منحني التفريق ، كما في الشكل ( ٣٢ - ٦ (ج) ) ، أن الدوران يكون في الاتجاه السالب للترددات بين  $\nu_1$  و  $\nu_2$  .

وإذا انعكس الضوء المستقطب استقطاباً مستويًا ذهاباً وإياباً خلال نفس البخار المتأثر بالمجال المغناطيسي ، فإن مستوى الاهتزازة سيدور أكثر مع كل اجتياز . وليس هذا هو الحال بالنسبة للمواد الفعالة ضوئياً ، بل كالكوارتز ، حيث يؤدي انعكاس واحد إلى خروج الضوء مهتزاً في نفس المستوى الذي دخل به . تبغى الإشارة إلى أنه عند انعكاس اتجاه المجال ، ينعكس أيضاً اتجاه دوران مستوى اهتزازات الضوء الساقط . ولهذا يتحدد اتجاه الدوران بدلالة اتجاه المجال ، الدوران الموجب هو ذلك الذي يتقدم برمية مئى في اتجاه المجال ، أو ذلك للتيار الموجب في الملف الذي ينتج المجال .

يعطى الدوران في تأثير فراداي بالمعادلة ( ٣٢ - ٨ ) ، التي تبين أن زاوية الدوران تتناسب طردياً مع شدة المجال ، ينتج هذا من المعادلة ( ٣٢ - ١ ) لتأثير زيمان . وعندما ينفصل منحني التفريق مع زيادة شدة المجال ، تزداد الفروق بين معاملات الانكسار ( المنحني السفلي ) لأول تقريب بكمية تتناسب طردياً مع  $\Delta \nu$  من ثم مع  $B$  . يكون هذا أكثر صحة عند ترددات بعيدة عن  $\nu_1$  أو  $\nu_2$  ، حيث يمكن اعتبار أن منحنيات التفريق في مدى تردد قصير بمثابة خطوط مستقيمة .

وواحدة من أكثر الطرق إثارة لمشاهدة تأثير فراداي هي تلك الموضحة في الشكل ( ٣٢ - ٧ ) . بدون منشور كولونز مئى ويسرى أو بدون البخار ، لن يمر ضوء بواسطة المحلل عندما يتعامد مع المستقطب كما في الشكل . وبإدخال منشور كولونز ثنائي لنور اهتزازات الضوء بمقادير مختلفة تبعاً لجزء المنشور ( في مستوى الشكل ) الذي تمر خلاله . لذلك تمر كميات متغيرة من الضوء

خلال الأجزاء المختلفة من المحلل ، وعندما يتم تركيز هذا الضوء على شق المطياف ، تتكون أشرطة مظلمة ومضيئة متتالية كما في الشكل ( ٣٢ - ٧ (ب) ) . إذا أستخدم ضوء أبيض كمصدر أمام المستقطب ، سيتخلل الطيف كما يشاهد بالمطياف عدد من الأشرطة المظلمة والمضيئة تكون أفقية تقريباً . وإذا أدخل الآن البخار في مسار الضوء ، ستري خطوط امتصاص عند جميع الترددات الرنينية  $\nu_0$  . وعندما يُشغل المجال المغناطيسي ، يظهر الدوران في البخار كما في الشكل ( ٣٢ - ٦ (ج) ) ، ونتيجة لذلك



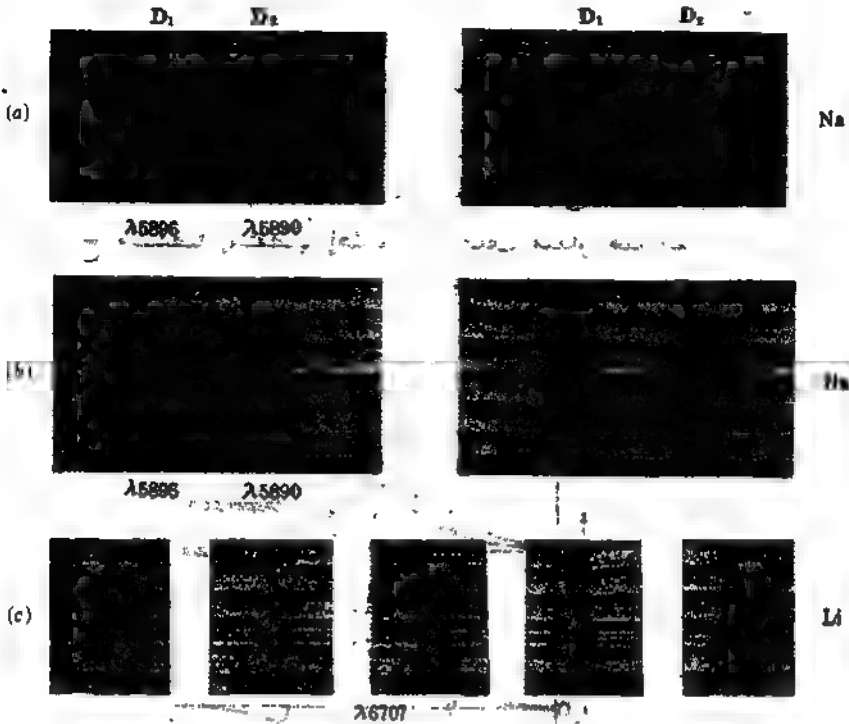
شكل ٣٢ - ٧ : الجهاز المستخدم لملاحظة تأثير فروادي .

تزاح الأشرطة المضئية . ويكون الدوران كبيراً بالقرب من خطوط الإمتصاص ، مما يؤدي إلى إزاحات أكبر للأشرطة . ونظراً لأن هذا الدوران يتغير باستمرار مع  $\lambda$  ، يلاحظ أن الأشرطة تنحني إلى أعلى أو إلى أسفل ، متخذة نفس الشكل العام الموضح في المنحنى النظري للشكل ( ٣٢ - ٦ ج ) . ويمثل الشكل ( ٣٢ - ٨ أ ) صورة فوتوغرافية لهذه الأشرطة لحظي الصوديوم D ، تم التقاطها عند تفريق عال وقوة تحليل عالية كذلك . ولا يوضحان الزيادة السريعة في الدوران الموجب على كل جانب لترددات الإمتصاص فحسب بل الدوران المضاد بين الإثنين . تبغى الإشارة إلى أن كلا من خطي الصوديوم يعطى مجموعة زيمان شاذة [ الشكل ٣٢ - ٤ ب ) ] . ومع ذلك يكون التأثير الطولي للطول الموجي  $\lambda$  ٥٨٩٦ ،  $D_1$  ، مزدوج الخط مما يؤدي إلى منحنيات من نفس النوع كذلك التي سبق وصفها للمجموعة الثلاثية العادية . ولقد تركت المنحنيات النظرية للخط  $D_2$  كتمرين للطلاب .

### ٣٢ - ٤ تأثير فواجت ، أو الإنكسار المزدوج المغنطيسي

أكتشف فواجت ، عام ١٩٠٢ أنه عندما يؤثر مجال مغنطيسي قوى على بخار يمر ضوء خلاله في إتجاه عمودى على المجال ، يظهر إنكسار مزدوج\* . تعرف هذه الظاهرة الآن بإسم تأثير فواجت أو الإنكسار المغنطيسي المزدوج . يرتبط هذا التأثير بتأثير زيمان

\* W. Voigt, "Magneto- und Elektro-optik," B. G. Teubner, Leipzig, 1908.

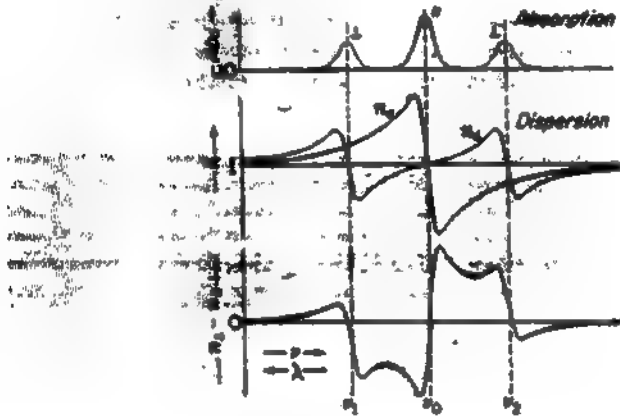


شكل ( ٣٢ - ٨ ) : (أ) تأثير فرادى بالقرب من خطوط الرنين  $D_1$  و  $D_2$  للصوديوم ، (ب) تأثير فواجت لخطوط الصوديوم ، (ج) تأثير فواجت بالقرب من خط الليثيوم  $\lambda 6707$  (بصرح من هانسون) .

المستعرض بنفس الشكل الذى يرتبط به تأثير فرادى بتأثير زيمان الطولى . بالنظر إلى هذه العلاقة يمكن الآن تفسير الظاهرة من منحنيات الإمتصاص والتفريق بكيفية مماثلة كما فى حالة تأثير فرادى فى الفقرة السابقة . افرض بخاراً تردده الرنينى  $\nu_0$  ينقسم فى وجود مجال خارجى إلى مجموعة زيمان الثلاثية الخطوط العادية [أنظر الشكل ( ٣٢ - ٣ ) (ب) ] . عندما يمر ضوء خلال هذا البخار ، ستكون تلك الاهتزازات الضوئية التى يكون ترددها  $\nu_0$  فى حالة رنين مع إلكترونات البخار التى تكون تردداتها هى الأخرى  $\nu_0$  ولهذا تنص . ويمثل هذا بالمنحنى الأوسط للإمتصاص والتفريق فى الشكل ( ٣٢ - ٩ ) (أ) و (ب) . وتكون إهتزازات الضوء الأخرى ، العمودية على المجال ، فى حالة رنين مع  $\nu_1$  و  $\nu_2$  . وتمثل هذا بواسطة الإمتصاص  $\perp$  ومنحنيات التفريق . وفى حالة سقوط ضوء غير مستقطب على البخار ، تكون التغيرات فى  $n$  بالقرب من  $\nu_1$  و  $\nu_2$  نصف قيمتها

عند  $\nu_0$  ، تماماً كمعاملات الإمتصاص عند  $\nu_1$  و  $\nu_2$  التي تساوى نصف معامل الإمتصاص عند  $\nu_0$  .

تبين منحنيات التفريق في الشكل (٣٢ - ٩ (ب)) أنه عند سقوط ضوء مستقطب إستقطاباً إستوائياً على البخار فإنه سينقسم إلى مركبتين ، هما معاملان لإتكسار مختلفان ( وبالتالي سرعتان مختلفتان ) ، تتقدم إحدى المركبتين على الأخرى في القصور ويكون الضوء الخارج مستقطباً إستقطاباً إهليلجياً . يختلف مقدار هذا الفرق في الطور مع الطول الموجي ، كما هو موضح بمنحني الفرق في الشكل (٣٢ - ٩ (ج)) .



شكل ٣٢ - ٩ منحنيات الإمتصاص والتفريق المستخدمة في تفسير تأثير فواجت .

ولمشاهدة تأثير فواجت ، تجرى تجربة كاللمينة في تأثير فرايداي في الشكل ( ٣٢ - ٧ ) . يجب أن يدار المجال ليصبح عمودياً على أنبوبة الإمتصاص ويستبدل المنشور ثنائي الكوارتز بواسطة مكافئ باينيت ( الشكل ٢٧ - ٦ ) . وبدون أنبوبة الإمتصاص سيعترض شق المطياف واللوح الفوتوغرافي مجموعة من الأشرطة المضيئة والمعتمة ، وعند إدخال البخار ، يشاهد إمتصاص عند  $\nu_0$  . وعند تشغيل المجال ، يسبب الإنكسار المزدوج القوى الجالور للترددات  $\nu_0$  و  $\nu_1$  و  $\nu_2$  إنحناء هذه الأشرطة إلى أعلى أو إلى أسفل

كما في الصورة الموضحة في الشكل [٣٢ - ٨ (أ) و (ج)]. تكون المجموعة في (ج) بمثابة مجموعة ثلاثية تشاهد في تأثير زيمان لطيف الليثيوم \* .  
ولقد تمت دراسة تأثير فواجت لمجموعات زيمان الشاذة كتلك الموضحة في الشكل (٣٢ - ٨ (ب)) بواسطة زيمان وجيست وفواجت ولاندنبرج وهانش وآخري . ويمكن الآن التنبؤ بهذه النتائج برسم منحنيات التفريق المماثلة لتلك الموضحة في الشكل (٣٢ - ٩) . تكون المركبات s في أى مجموعة لزيمان منحنى تفريق واحد وتكون المركبات p المنحنى الآخر . يمثل الفرق بينهما رسماً بيانياً للانكسار المزدوج كدالة للتردد . يكون مقداره متناسباً طردياً مع مربع شدة المجال B .

### ٣٢ - ٥ تأثير كوتون - ماوتون

اكتشف كوتون وماوتون هذا التأثير عام ١٩٠٧ ، ويتعلق هذا التأثير بالانكسار المزدوج للضوء في السوائل عند وضعها في مجال مغناطيسي مستعرض . يشاهد إنكسار مزدوج قوى جداً في سوائل نقية مثل النيتروبنزين ، قد يكون التأثير أقوى من تأثير فواجت الذي تمت معالجته في الفقرة السابقة عدة آلاف مرة . يرجع هذا الانكسار المزدوج إلى إنتظام الجزيئات غير الأيسوتروبية مغناطيسياً وضوئياً في اتجاه المجال المؤثر . سينتج هذا الإنتظام سواء كانت عزوم المزدوجات القطبية المغناطيسية للجزيئات دائمة أو محتته بواسطة المجال . مثل هذا التأثير يمكن أن يكون نظرياً ، وأن يوجد تجريبياً ، متناسباً مع مربع شدة المجال . ويتزف التأثير على درجة الحرارة ، إذ يتناقص بسرعة مع ارتفاع درجة الحرارة . ويكون تأثير كوتون - ماوتون بمثابة تماثل معطيسي لتأثير كبير الكهروضوئي الذي ستجرى مناقشته في الفقرة (٣٢ - ١٠) ولا علاقة له بتأثير زيمان .

\* خط الليثيوم ٢ ٦٧٠٧ خط مزدوج ، كل من مركبيه تؤدي إلى مجموعة زيمان شاذة تحت تأثير مجال معطيسي ضعيف وفي المجال القوى المستخدم لمشاهدة تأثير فواجت تندمج المركبتان ( تأثير ناشب - باك ) لتكوين مجموعة ثلاثية عادية هي التي تمت مناقشتها أعلاه .

## ٣٢ - ٦ تأثير كير المغنيطوبصرى

اكتشف كير\* عام ١٨٨٨ أنه عند انعكاس ضوء مستقطب إستقطاباً إستوائياً ساقط عمودياً عند قطب مصقول لمغنطيس كهربي ، يصبح الضوء المنعكس مستقطباً إستقطاباً إهليجياً بدرجة طفيفة ، مع دوران المحور الأعظم للقطع الناقص بالنسبة للأهتزازات الساقطة . ويكون هذا التأثير ملحوظاً عند زوايا سقوط أخرى مع تجنب التأثير العادى للإستقطاب الإهليجى الناتج بانعكاس الضوء المستقطب إستقطاباً إستوائياً من المعادن عند  $\phi \approx 0$  يجعل النتيجة الكهربي للضوء الساقط موازياً أو عمودياً على مستوى السقوط . ونحت هذه الظروف ، وفي حالة عدم وجود المجال ، يمكن أن نعدم شدة الحزمة المنعكسة بإستخدام منشور نيكول . وبتشغيل المجال المغنطيسى نظهر شدة الضوء ولا يمكن أن نعدم بدوران منشور نيكول . ويؤدى إدخال لوح ربع موجى موجه فى إتجاه مناسب إلى إنعدام شدة الضوء مرة ثانية ، موضحاً أن الضوء المنعكس يكون مستقطباً إستقطاباً إهليجياً . ولهذا يكون المجال المغنطيسى باعثاً على وجود مركبة إهتزازة تسمى مركبة كير تكون عمودية على إهتزازة الضوء الساقط . وهذا هو تأثير كير المغنيطوبصرى والذي يجب تمييزه عن تأثير كير الكهروضوئى المقدم فى الفقرة ( ٣٢ - ١ ) .

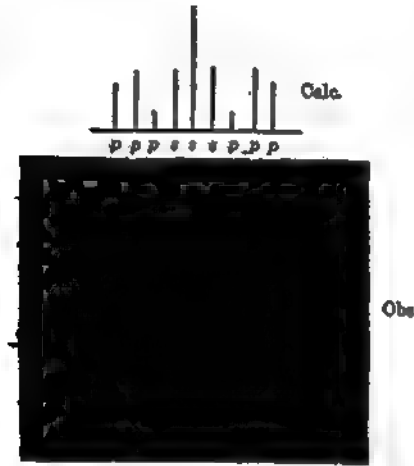
## ٣٢ - ٧ تأثير شتارك

فى السنوات القليلة التالية لإكتشاف زيمان لانقسام خطوط الطيف فى مجال مغنطيسى ، قامت عدة محاولات لمشاهدة تأثير مماثل تحت تأثير مجال كهربي خارجى . ولقد شهد شتارك عام ١٩١٣ عند إثارة طيف الهيدروجين فى مجال كهربي قوى قدره ١٠٠ كيلوفولت لكل سم ، أن كل خط ينقسم إلى مجموعة مماثلة . وثمة صورة فوتوغرافية لهذا التأثير موضحة فى الشكل ( ٣٢ - ١٠ ) للحط الأول فى مجموعة بالمر للهيدروجين . عند النظر فى إتجاه عمودى على المجال الكهربي ، يشاهد أن بعض المركبات فى مجموعة كل خط تكون مستقطبة إستقطاباً إستوائياً متجهها الكهربي مواز للمجال ( المركبات P ) وبعضها الآخر تكون مستقطبة إستقطاباً إستوائياً متجهها

\* John Kerr (1824-1907), pronounced "car," Scottish physicist, inspired to investigate electricity and magnetism by his association with William Thomson (Lord Kelvin).

الكهربي عمودي على المجال ( المركبات s ) . وهذا هو تأثير شتارك المستعرض . وعند النظر في إنحناه يوازي المجال ، تظهر المركبات s فقط ، لكن كما في الضوء العادي غير المستقطب . وهذا هو تأثير شتارك الطولي .

ولقد تم تطوير نظرية تأثير شتارك فقط بدلالة نظرية الكم ولن يقدم هنا .



شكل ٣٢ - ١٠ : صورة لتأثير شتارك للخط  $1.0 \text{ Hz} = 9563$  في الهيدروجين ( بصرع من لوبل ) .

وتعتمد الطريقة المستخدمة في إنتاج مجالات كهربية قوية في حدود ١٠٠ كيو فولت /سم أو أكثر ، التي يعمل بها مصدر الضوء ، على خصائص التفريغ الكهربي العادي للتيارات الكهربية في الغازات تحت ضغوط منخفضة . ففي تفريغ كهربي من النوع الموضح في الشكل ( ٢١ - ٤ ) ، يحدث الجزء الأعظم للإنتفاض في الجهد داخل الأنبوبة خلال المنطقة المظلمة نسبياً بجوار المهبط ( الكاثود ) : هذه المنطقة في أنبوبة تفريغ مصممة خصيصاً ، عند تركيزها على شق مطياف ، يمكن أن تؤدي إلى

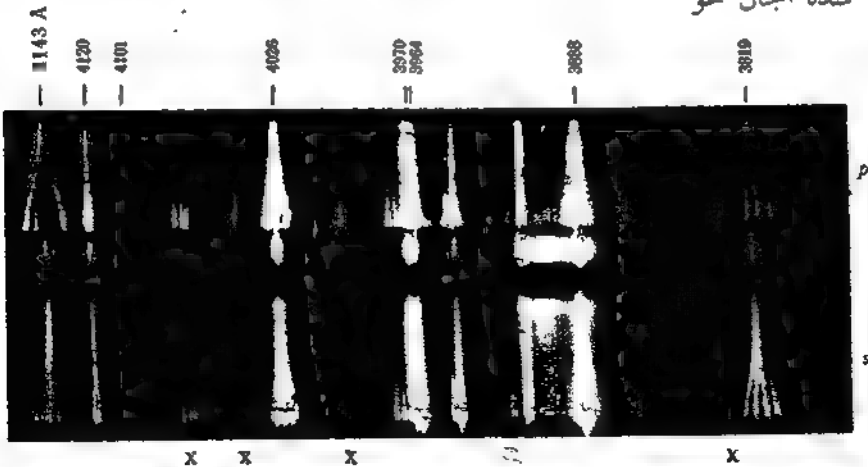
لمزيد من المعالجة الموسعة لتأثير شتارك وللمراجع أخرى متعلقة بهذا الموضوع يرجع القارئ

صور فوتوغرافية من النوع الموضح في الشكل ( ٣٢ - ١١ ) . ونظراً لأن تأثير شتارك يتناسب طردياً مع المجال  $F$  ، يمكن أن تؤخذ مجموعة  $2 = 3819$  ، على سبيل المثال ، تمثل شدة المجال التي تكون صغيرة عند أعلى نقطة وتزداد بالاتجاه إلى أسفل ، بالقرب من المهبط .

تشاهد أكثر مجموعات شتارك إتساعاً في أطيف الهيدروجين والهيليوم . وبأدراك ما يشاهد المرء ، في حالة جميع الأطيف الأخرى ، شيئاً سوى إراحة طفيفة للحط ، تكون عادة نحو الأطوال الموجية الأطوال . ويسمى هذا التأثير شتارك التريعي ، لتمييزه عن التأثير الخطي المشاهد في الهيدروجين والهيليوم . وفي الحالة الأولى تتناسب الإراحتات تناسباً طردياً مع القوة الأولى لشدة هذا المجال . ومن مميزات تأثير شتارك ، كما في الشكل ( ٣٢ - ١١ ) لطيف الهيليوم ، ظهور خطوط طيف جديدة ( مشار إليها بعلامات x ) عندما تكون شدة المجال مرتفعة

### ٣٢ - ٨ تأثير شتارك العكسي

يسمى تأثير شتارك الذي تظهر خطوطه في الإمتصاص باسم تأثير شتارك العكسي . درس هذه الظاهرة جروتريان ورامزاور ، بإستخدام أنبوبة طويلة تحتوي على بخار بوتاسيوم مضغطة مسخفص مع جعل المسافة بين اللوحين المعدنيين المتوازيين الطويلين تساوى ١,٥ مم فقط . مع وجود فرق في الجهد بين اللوحين قدرة ١٤ كيلوفولت ، تترجح خطوط الإمتصاص ٤٠٤٤,٢ ، ٤٠٤٧,٢ ، ٣٤٤٧,٢ من الموضع الذي تعدم فيه شدة المجال نحو



شكل ٣٢ - ١١ : تأثير شتارك في الهيليوم ( بتصريح من هوستر ) .

الطول الموجي الأطول . وبالرغم من أن هذه الإزاحة لا تتجاوز أجزاء قليلة من المائة من الأنغستروم ، ألا أنها تتناسب طردياً مع مربع شدة المجال . وهي لهذا حالة تأثير شتارك التريبيعى .

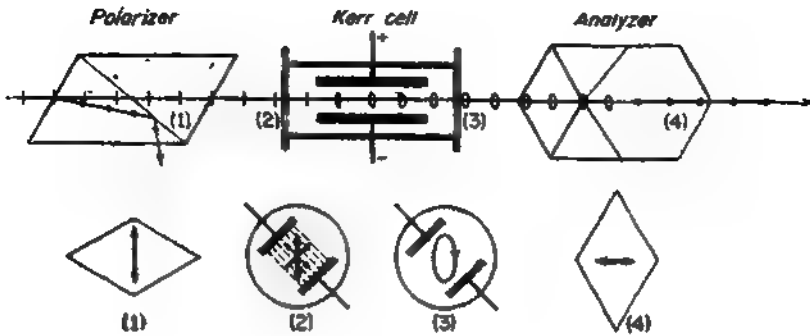
### ٣٢ - ٩ الإنكسار المزدوج الكهربى

يرتبط الإنكسار المزدوج الكهربى بتأثير شتارك المستعرض ، وهو يمثل الإنكسار المزدوج المغناطيسى ، أو تأثير فواجت ، الذى سبقت مناقشته فى الفترة ( ٣٢ - ٤ ) . لاحظ لاندنبرج عام ١٩٢٤ إمتصاص خطوط الرنين فى الصوديوم عند إنتاجها مع وجود أو دون وجود مجال كهربي مستعرض قوى يؤثر على البخار . وبالرغم من أن إزاحة الخطوط المتوقعة بواسطة تأثير شتارك التريبيعى تكون أصغر من أن تشاهد حتى مع استخدام قوة تحليل كبيرة جداً ، إلا أنه أمكن مشاهدة إنكسار مزدوج عند ترددات قريبة من خطوط الإمتصاص . يرجع هذا الإنكسار المزدوج إلى الفرق الصغير جداً فى تردد خط الإمتصاص للضوء المستقطب الموازى والعمودى على خطوط القوى فى المجال الكهربى . ولهذا يكون هذا التفسير ممثلاً لذلك الذى أعطى فى حالات المجالات المغناطيسية فى الفقرة ( ٣٢ - ٤ ) ( أنظر الشكل ( ٣٢ - ٩ ) .

### ٣٢ - ١٠ تأثير كير الكهربوضوى

اكتشف كير عام ١٨٧٥ أنه عندما يتعرض لوح من الزجاج لمجال كهربي قوى ، تصبح له خاصية الإنكسار المزدوج . وكون هذا التأثير لا يرجع إلى الإنفعالات الناتجة عن مثل هذا المجال فى الزجاج ثم بيانه نظراً لأن هذه الظاهرة تنبؤ أيضاً فى كثير من السوائل وحتى فى الغازات . عندما يوضع سائل فى مجال كهربي ، يكون سلوكه الضوئى شبيهاً باللورات أحادية المحور محورهما الضوئى يوازى اتجاه المجال ، وعند النظر إليها فى الاتجاه العمودى ، فإنها تسبب جميع ظواهر التداخل التى سبق تقديمها فى الباب ٢٧ .

ويكون من المناسب تجريبياً لمشاهدة التأثير إمرار الضوء بين لوحين متوازيين مشحونين بشحنتين متضادتين تم إدخالهما فى خلية زجاجية تحتوى على السائل . مثل هذه الوسيلة ، تعرف بإسم خلية كير ، وهى موضحة عند وسط الشكل ( ٣٢ - ١٢ ) ويتكون مثل هذه الخلية التى توضع بين مستقطب ومحلل متعامدين من وسيلة



شكل ٣٢ - ١٢ : الجهاز المستخدم كقواطع كهروضوئي ، ويعمل بواسطة خلية كير .

صوتية مفيدة جداً تسمى مقطع كهروضوئي\* . أحد هذه الإستخدامات سبق عرضة في الفقرة ( ١٩ - ٥ ) . عند إزالة المجال الكهربى ، لن يمر أى ضوء خلال المحلل . وفي حالة وجود المجال الكهربى ، يصبح للسائل خاصية الإنكسار المزدوج ويخزن الضوء . وبنتيجة الخلية في الاتجاه ٥٤٥ ، تنقسم الإهتزازات المستوية الساقطة من المستقطب إلى مركبتين متساويتين ، موازية للمجال وعمودية عليه ، كما هو موضح عند أسفل الشكل ( ٣٢ - ١٢ ) . وتنتقل هاتان المركبتان بسرعتين مختلفتين ، لذلك ينشأ فرق في الطور بينهما ويكون الضوء النافذ مستقطباً إستقطاباً إهليلجياً . وتتم المركبة الأفقية للاهتزازات بواسطة المحلل .

ولقد وجد أن التغير في الطور للاهتزازتين في خلية كير يتناسب طردياً مع طول المسار ، أى مع طول الأقطاب  $l$  ومع مربع شدة المجال  $E$  . ويتميز مقدار هذا التأثير بواسطة ثابت كير  $K$  ، المعروف بالعلاقة :

$$\Delta = K \frac{IE^2 \lambda}{d^2} \quad ( ٣٢ - ٩ )$$

\* بالنسبة لنظرية وطريقة خلية كير إرجع إلى

F. G. Dunnington, *Phys. Rev.*,

38:1506 (1931) and E. F. Kingsbury, *Rev. Sci. Instrum.*, 1:22 (1930).

ونظراً لأن الفرق في الطور  $\delta$  بين المركبتين يعطى بضرب  $2\pi/\lambda$  في فرق المسار ، يكون لدينا :

$$\delta = K \frac{2\pi l E^2}{d^2}$$

حيث  $\delta$  بالراديان ( زاوية نصف قطرية ) ،  $l$  و  $d$  بالمتر ،  $E$  بالفولت ،  $K$  بالمتر لكل فولت<sup>٢</sup> ، و  $\lambda$  الطول الموجي في الوسط .

وبكون النيتروبنزين من أكثر المواد ملائمة للاستخدام في خلية كير لأن ثابت كير له كبير نسبياً . يتضح هذا من القيم المعطاة في الجدول ( ٣٢ - ٢ ) لعدد قليل من السوائل .

نحب الإشارة إلى أن الإنكسار المزدوج الكهربي للغازات الذي تمت مناقشته في الفقرة السابقة وتأثير كير الكهروضوئي ليسا نفس الظاهرة . ففي غاز يرجع التأثير إلى تغيرات داخل الذرة ( تأثير شتارك ) . وفي تأثير كير ، يرجع عادة إلى غير الإيسوتروبية الطبيعية أو المحثة للجزء وانتظام مثل هذه الجزيئات في المجال . يؤدي هذا الانتظام في خط إلى أن يكون الوسط ككل غير أيسوتروبي ضوئياً . وكما في تأثير كوتون - مادتون ( الفقرة ٣٢ - ٥ ) ، يتوقف تأثير كير على درجة الحرارة . وفي الحقيقة ، يكون تأثير كير الكهروضوئي بمثابة التماثل الكهربي التام لذلك للتأثير المغناطيسي .

### ٣٢ - ١١ تأثير بوكيلز الكهروضوئي

وجد أن الإنكسار المزدوج المحث في كثير من البلورات الأحادية المحور يتناسب طردياً مع المجال الكهربي المؤثر . ولقد سمي هذا بتأثير بوكيلز\* الذي درسه عام ١٨٩٣ . ولقد كشفت البحوث الحديثة عن العديد من البلورات الكهروضوئية مثل فوسفات الأمونيوم  $(\text{NH}_4)_2\text{H}_2\text{SO}_4$  (ADP) وبيوقوسفات البوتاسيوم  $(\text{KH}_2\text{PO}_4)$  (KDP) ، التي تنتج فندراً ملحوظاً من الإنكسار المزدوج لبوكيلز عند جهود منخفضة نسبياً ( أنظر الشكل ٣٢ - ١٣ ) .

وحلقة بوكيلز ، التي يمكن إستخدامها كمعدل ضوئي سريع أو مقطع ، تتضمن

\* ارجع إلى

\* See R. Goldstein, Pockels Cell Primer, *Laser Focus Mag.*, (1968); R. S. Ploss, A Review of Electro-optics Materials, Methods and Uses, *Opt. Spectra*, (1969); and D. F. Nelson, Modulation of Laser Light, *Sci. Am.*, (1968).

عادة للورة ممتدة بحيث يكون محورها الضوئي والمجال المؤثر موازيين لإتجاه الحزمة ( أنظر الشكل ٣٢ - ١٤ ) . بوضع الخلية بين المستقطب والمحلل المتعامدين ، يمكن تعديل الفعادية عن ترددات أعلى كثيراً من ١٠١٠ هرتز ، كمقطع زمن الإستجابة له أقل كثيراً من واحد نانو ثانية . ونظراً لأن الحزمة تقطع الأقطاب ، فإنها تكون عادة من أكاسيد معدنية شفافة ، مثل  $\text{SnO}$  ،  $\text{cdo}$  ، أو  $\text{Ino}$  ، أو حلقات معدنية رقيقة أو شبكات .

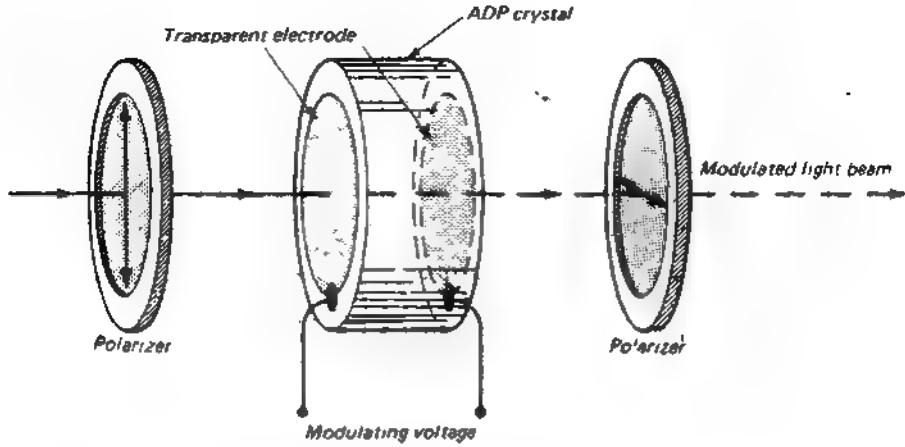
وتستخدم خلايا بوكيلز كخلايا كير ، في نطاق واسع من الأجهزة الكهروضوئية ، التي تتضمن استخدامها في التحويل  $Q$  لإنتاج نبضات ليزر فوق قصيرة ( أنظر الفقرة ٣ - ٦ ) . تم إقترح هذه الأنظمة كأنظمة اتصالات ليزرية في مدى عريض ، إضافة إلى تطبيقات فلكية في الفضاء بين الكواكب .

جدول ٣٢ - ٢ قيم ثابت كير ل ١ - ٥٨٩٣ أنجستروم

المادة	$K$
زئبق	$0.67 \times 10^{-14}$
فلز كروميت كروم	$3.56 \times 10^{-14}$
ماء	$5.10 \times 10^{-14}$
بيروفلوئين	$1.37 \times 10^{-13}$
بيروفلوئين	$2.44 \times 10^{-12}$



شكل ٣٢ - ١٣ للورة تحت في العمل لبيوفوسفات الأمونيوم  $(\text{NH}_4 \text{ H}_2 \text{ PO}_4)$  ، أو  $\text{ADP}$  ، لإستخدامها في خلايا بوكيلز .



شكل ٣٢ : ١٤ : مكونات حلبة بوكليز لتعديل عالي التردد لحزمة ضوئية

## مسائل

- ٣٢ - ١ : عين إنقسام زيمان  $\Delta$  لخط مفرد في طيف الحارصج . حيث يكون الطول الموجي هو  $4700$  أنجستروم . عر عن هذا الإنقسام بالأنجستروم وإفرض أن شدة المجال هي  $2.520$  تسلا  
الإجابة :  $\Delta = 0.260$  أنجستروم
- ٣٢ - ٢ : صورة تأثير زيمان العادى الموصحة في الشكل ( ٣١ ) ( أ ) كبرت  $20$  مرة من الأصل السالب . كان عامل اللوح للمطيف المستخدم  $2.30$  أنجستروم م عند الطول الموجي للخط  $4700$  أنجستروم . ما قيمة الحث المعطى ؟
- ٣٢ - ٣ : يكون الطول الموجي لأول خط في مجموعة باشي للهيدروجين هو  $18756$  أنجستروم . احسب إزاحات زيمان لمجموعة زيمان الثلاثية إذا كان المجال المعطى هو  $1.65$  تسلا .
- ٣٢ - ٤ : مرور حيود به  $50000$  خطا على سطحة . ماشدة المجال المعطى الذى يسمى التأثير به على المصدر الصوتى لكى يكون المخرور قادرا على تحليل مجموعة ريمان الثلاثية ( أ ) في الضوء البنفسجى عند  $4500$  أنجستروم و ( ب ) في الأحمر عند  $6500$  أنجستروم ؟ أفرض أن الرتبة الأولى للطيف هى المستخدمة  
الإجابة ( أ )  $0.952$  تسلا . ( ب )  $0.659$  تسلا

- ٣٢ - ٥ في تأثيرفرادى أثر مجال مغنطيسى شدة ٠.٦٤ تسلا على قطعة من زجاج صحرى خفيف طولها ١٠,٥ سم . أوجد زاوية الدوران بالدرجات .
- ٣٢ - ٦ تكون تأثيرفرادى بإستخدام سائل فى أنبوبة زجاجية طولها ٢٠ سم . إذا كان المجال المغنطيسى المؤثر ٠,٨٢٠ تسلا و زاوية الدوران لمستوى الاستقطاب هى ٠,٦٥,٤٦ ، فماقيمة ثابت فردين ؟
- ٣٢ - ٧ تكون تأثيرفرادى بواسطة قطعة من فوسفات الزجاج الناحى سمكها ٥ سم وضع هذا الزجاج بين غشائى بولارويد مقطعاها الرئيسيين بيها ٠,٤٥ . (أ) ملاحظة المجال المغنطيسى الذى يؤثر على الزجاج ليدير مستوى الاستقطاب بمقدار ٠,٤٥ بحيث تصل شدة الضوء المار إلى نهايتها العظمى " (ب) إذا سمح ل الضوء عادى بالمرور خلال المجموعة فى الاتجاه المضاد ، فما هى شدة الضوء النافذ " (ج) هل تقل هذه المجموعة مجموعة ضوئية أحادية الاتجاه ؟ (د) أرسم شكلا تخطيطيا .
- ٣٢ - ٨ استخدم نيوترونزتين بقى جدا فى خلية كير مع مصدر قوته ٢٠ كيلوفولت يؤثر على لوحها . إذا كان طول ألواح الخلية ٢,٥ سم والمسافة بينها ٧,٥ سم . أوجد (أ) فرق الطور بين المركبتين الخارجتين من الخلية إذا سقط ضوء غير مستقطب على المستقطب فما . (ب) ما سعة الضوء المستقطب (استقطانا إستوائيا الساقط على الخلية . (ج) سعة الضوء الخارج من المحلل (د) شدة الضوء الخارج " الإجابة (أ) ٠,١٥٦,٤٤ (ب) ٠,٧٠٧١ من ١٥ (ج) ٠,٦٩٢٠ من ١٥ (د) ٠,٤٧٩٠ من ١٥ .
- ٣٢ - ٩ ما الجهد المؤثر على خلية كير ليكون الضوء الخارج من الخلية مستقطب " إذا كان طول الألواح ٣ سم والمسافة بينها ٥ مم وكانت الخلية مملوءة ببيروتولوين .
- ٣٢ - ١٠ خلية كير تستخدم بيروبرين بقى جدا طول ألواحها ٢,٨ سم والمسافة بينها ٠,٦ سم . (أ) ما الجهد الذى ينبى التأثير به على الألواح لإنتاج نهاية عظمى فى شدة الضوء النافذ ؟ (ب) عند شدة المجال هذه . ما جزء الضوء الساقط غير المستقطب الذى يسمح له بالنفاد خلال المجموعة ؟ أهمل الفقد بالإتمكاس والإمتصاص .

# الفصل الثالث والثلاثون

## الطبيعة المزدوجة للضوء

سنقدم في هذا الباب الختامي وصفاً موجزاً للطريقة التي تم بها التوفيق بين الخصائص الجسيمية للضوء التي تم إكتشافها حديثاً والنظرية الموجية . وليس ممكناً أن نعيد من جديد بأي طريقة نظامية الخطوات التي أدت إلى نظرتنا الحالية لطبيعة الضوء أو أن نتناقش مضامينها العميقة . يشكل هذا الموضوع جزءاً مهماً من مجال دراسي كامل ، قد يكون الفيزياء الذرية أو الحديثة\* . علاوة على أن مناقشة جزء واحد من هذا المجال تبرز صعوبات بالنظر إلى الصفة الرياضية الجوهرية لنظرية الكم ، التي ظهرت في شكل مجموعة من المعادلات ثم تم التعبير عنها فيما بعد بدلالة مفاهيم فيزيائية يمكن تخيلها . ومع الأمل في إشباع شغف القارئ ، ولو جزئياً على الأقل ، عن الطبيعة المزدوجة للضوء ، أمواج أو جسيمات ، ضمنت المناقشة التالية ، كما هي مخصصة ودون إسترسال .

### ٣٣ - ١ مواطن القصور في النظرية الموجية

طالما أن المرء يبحث في مجالات تفاعل الضوء مع الضوء ، كما يحدث في التداخل والحيود ، فإن النظرية الكهرومغناطيسية ، أو أى نظرية موجية ، تقدم تفسيراً كاملاً لما يحدث . ومع ذلك ، عندما يحاول المرء التعامل مع تفاعل الضوء مع المادة ، كما في

\* ارجع على سبل المثال إلى :

H. E. White, "Introduction to Atomic and Nuclear Physics," D. Van Nostrand, Litton Educational Publishing Co., New York, 1964; H. Semst, "Introduction to Atomic and Nuclear Physics," 5th ed., Holt, Rinehart and Winston, Inc., New York, 1972; F. K. Richtmyer, E. H. Kennard, and J. N. Cooper, "Introduction to Modern Physics," 6th ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1969; Max Born, "Atomic Physics," 5th ed., Hafner Publishing Company, New York, 1951; and L. I. Schiff, "Quantum Mechanics," 3d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1968.

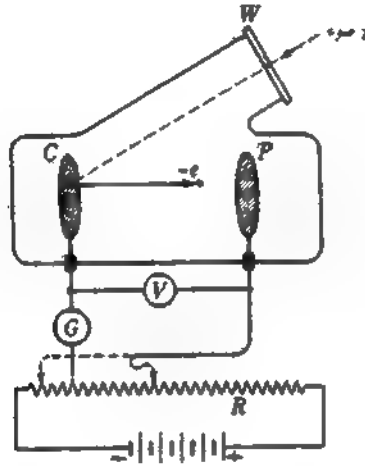
٥

إنبعثات وإمتصاص الضوء ، وفي الظاهرة الكهروضوئية ، وفي التفريق ، ترر على الفور صعوبات خطيرة . وليس الأمر في كثير من هذه مجرد إنحرافات طفيفة بين التجربة والنظرية ، التي يتم الكشف عنها فقط بواسطة القياسات الكمية ؛ فعلى العكس تماماً تتنبأ النظرية بنتائج تختلف اختلافاً جوهرياً عن تلك التي تتم مشاهدتها . وتاريخياً ، ووجهت أول حالة من هذا النوع عند محاولة تفسير توزيع الطاقة في طيف الجسم الأسود ( الفقرة ٢١ - ٩ ) . لقد استخدمت هنا النظرية الكهرومغناطيسية مع النظرية التقليدية في تجزئة الطاقة بالتساوي ، تلك التي نجحت إلى أبعد حد في تفسير الحرارة النوعية للغازات . كان المنحني الذي تم التنبؤ به صحيحاً تقريباً عند الأطوال الموجية الطويلة ، إلا أن مسلكة نحو الأطوال الموجية الأقصر إستمر في الزيادة بلا حدود بدلاً من مروره بنهاية عظمى وإنخفاضه إلى الصفر ( الشكل ٢١ - ٦ ) . ولقد كان افتراض أن التذبذبات في المصدر المشع لا يمكن أن تتواجد في مناسيب لها كل الطاقات والسعات الممكنة وإنما فقط في مناسيب محددة تكون الطاقة فيها مضاعفات صحيحة لكمية معينة ( كم ) ، كان هذا الافتراض وحده الذي مكن بلانك عام ١٩٠٠ من إستنتاج المعادلة التامة للإشعاع [المعادلة ( ٢١ - ٥ )] .

وثمة مواطن ضعف أخرى في النظرية القديمة أصبحت بادية . ففي الظاهرة الكهروضوئية كانت الطاقات المقاسة للإلكترونات المحررة من أسطح المعادن بواسطة الضوء مختلفة اختلافاً واضحاً عن تنبؤات النظرية الكهرومغناطيسية ( أنظر الفقرة التالية ) . فكمية الطاقة في أمواج تسقط على ذرة مفردة في حالة إضاءة ضعيفة تكون أقل كثيراً عن تلك التي شاهدها للإلكترون المحرر ، دفع هذا أينشتين عام ١٩٠٥ إلى افتراض وجود الفوتونات . وفي تفسير المجموعات الخطية في الطيف الذري للهيدروجين ( الفقرة ٢١ - ١٠ ) ، افترض بوهر عام ١٩١٣ أن الإلكترون يدور في مدار مستقر دون أن يشع ، في حين أن شحنة تتحرك بمعجلة مركزية قوية ينبغي ، تبعاً للنظرية الكهرومغناطيسية ، أن تفقد طاقتها بسرعة على صورة إشعاع ( الفقرة ٢٠ - ٨ ) . يؤدي هذا إلى تغير التردد بسرعة ويؤدي بالتالي إلى إستحالة تفسير وجود خطوط الطيف الدقيقة . ولقد كان تفسير الأشعة السينية تبعاً للنظرية الكهرومغناطيسية كسعات قصيرة جداً من الإشعاع ، ناتجة عن التخماد الفجائي للإلكترونات ، متعارضاً مع الطيف المستمر للأشعة السينية . وكما بين دواني وهانت عام ١٩١٧ ، يبدى هذا الطيف إنقطاعاً حاداً على جانب الأطوال الموجية القصيرة ، في حين يؤدي تحليل فوريير لنسبة إلى طيف مستمر يتناقص تدريجياً ( الفقرة ١٢ - ٦ ) . ولقد كان اكتشاف تأثير

كومبتون عام ١٩٢٢ ، الذى يتمثل نقص فى تردد الأشعة السينية أحادية الطول الموحى المستطارة ، بمثابة عرض مثير لعدم ملاءمة النظرية الموجية ، إذ يتطلب تفسيرها افتراض أن الفوتونات تصطدم مع الإلكترونات فى الذرات وترتد مثل كرات البلياردو المرنة ( أنظر مائلى ) .

تشكل هذه قلة من أبسط الظواهر التى فشلت فيها النظرية الموجية فشلاً تاماً . وى كثير من أعقد التفاعلات بين المادة والإشعاع ، فإن النظرية ، بالرغم من إعطائها المعالم الصحيحة تقريباً ، تصطدم بصعوبات لا يمكن التغلب عليها عند القيام بمحاولات لأعطاء تفسير كمى للحقائق .



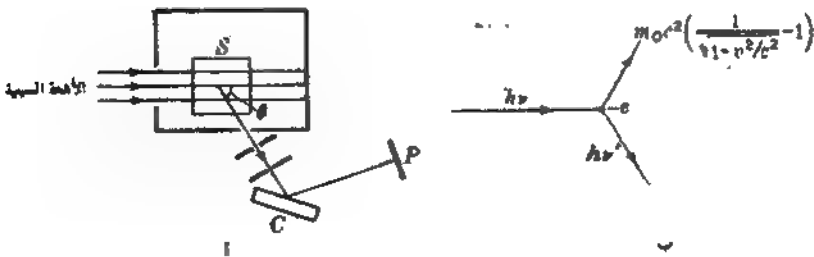
شكل ٣٣ - ١ : الجهاز المستخدم فى دراسة الظاهرة الكهروضوئية

ولقد كان تأثير زيمان الشاذ واحداً من أقدم الظواهر فى هذا الصنف ( الفقرة ٣٢ - ١ ) ، وكان تأثير رامان واحداً من أحدثها ( الفقرة ٢٢ - ١١ ) . ويمكن التويه عن البعض الآخر ، إلا أن القائمة تمت الآن وأصبحت من الطول لانتبث معه أن نكون سبيلاً لإدخال تحسينات على النظرية الموجية للحصول على إتفاق . وستستخدم نظرية الكم ، التى نسلّم الآن بأن النظرية الموجية جزء كامل منها ، عند التعامل مع مثل هذه التأثيرات .

### ٣٣ - ٢ أدلة وجود الكم الضوئي

عند الوصول إلى إستنتاجات حول طبيعة أى ظاهرة مثل الضوء ينبغي أن نعول على مشاهدة التأثيرات التى تحدثها . فأى موجة منفردة أو جسيم من جسيمات الضوء لا يمكن رؤيتها أو تصويرها كما هو الحال بالنسبة لأمواج وجسيمات المادة الكبيرة . ومع ذلك ، يمكننا مع التأكد إستخلاص أن للضوء خاصية موجية من دراسة مجموعات التداخل والحيود ، وسرعتها ، وتأثير دوبلر وهكذا . وكل هو واضح تماماً كما هو مقنع أن يتكون الضوء من حزم صغيرة من الطاقة تكون بالغة التركيز ، ويمكن لأى منها أن ينقل طاقة بالكامل إلى ذرة مفردة أو جزيء . ولقد رأينا فى الباب ٢٩ أن هذه الجسيمات من الطاقة  $h\nu$  تعرف بالكم الضوئي أو الفوتونات . ومن الجدير بالأهتمام أن نأخذ فى الاعتبار ثلاثة نماذج من البرهان التجريبي لهذا النوع ، يتم اختيارها بعناية لتكون مفيدة فى أى مناقشة تالية للموضوع .

فى الظاهرة الكهروضوئية ( الشكل ٣٣ - ١ ) يدخل الضوء خلال نافذة من الكوارتز W ويسقط على المهبط C الذى يكون بمثابة لوح معدنى أمس . يلاحظ بواسطة الجلفانومتر G أن تياراً كهربياً من شحنتات سالبة يسرى من C خلال الأنبوبة المفرغة إلى المصعد P ، الذى يتكون أعلى جهداً بقدر ما بالنسبة إلى C . يبين هذا أن إلكترونات شحنتها -e تنطلق من السطح المعدنى للمهبط . يمكن دراسة سرعتها وطاقتها عندما تترك السطح بتغيير الجهد V المؤثر على المصعد .



الشكل ٣٣ - ٢ : تأثير كومبتون (أ) الجهاز المستخدم (ب) طاقت الفوتون الساقط ، والفوتون المسطار والألكترون المرتد

ولقد وجد أن الطاقة لا تتوقف على شدة الضوء وتنعين من تردد الضوء تبعاً لمعادلة أينشتاين في الظاهرة الكهروضوئية

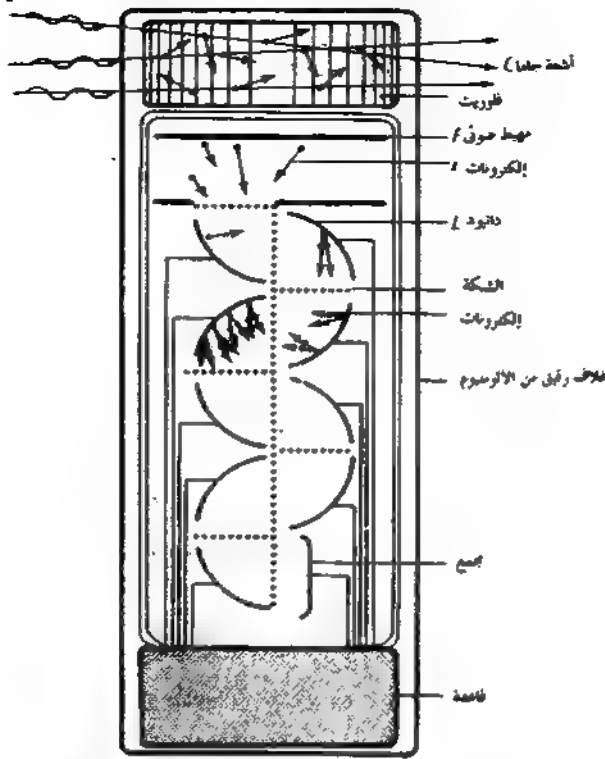
$$\text{طاقة الإلكترونات الضوئية} \quad E = h\nu - k \quad (١ - ٣٣)$$

هنا  $h$  مرة ثانية بمثابة ثابت كوفى  $6.6262 \times 10^{-34}$  جول/ث. ، معروف بإسم ثابت بلانك ،  $c/\lambda$  التردد ، و  $k$  ثابت يتوقف على نوع معدن المهبط . ويكون الثابت  $k$  لمعظم المعادن كبير إلى حد يتطلب استخدام ضوء على التردد ( ضوء فوق بنفسجي ) لإنبعاث الإلكترونات الضوئية . وتظهر خاصية الكم الضوئي في هذه التجربة من حقيقة أن كل إلكترون يأخذ بوضوح نفس كمية الطاقة  $h\nu$  ليخرج بطاقة حركة تساوى الفرق بين هذه والمقدار  $k$  اللازم لتزعه من السطح . ( يتم إثبات هذا التفسير بالنسبة إلى  $k$  بطرق مختلفة ، بالذات في الإنبعاث الأيونى الحرارى ) . وزيادة على ذلك ، يكون لأى حزمة ضعيفة جداً من الضوء القدرة على تحرير بعض الإلكترونات في هذه الظاهرة فوراً ، ويكون لها كل الطاقة . يكون من الواضح ، في مثل هذه الظروف ، وجود عدد قليل من الفوتونات في الحزمة ، طاقة كل منها  $h\nu$  . وفيما يتعلق بالنظرية الموجية ، فإن الكمية الصغيرة من الطاقة الكهرومغناطيسية ستوزع على كل السطح ، وتكون الكمية المتاحة لأى إلكترون واحد غير كافية لحدوث الظاهرة .

يشاهد تأثير كومبتون في الأشعة السينية المستقطبة بزاوية ما  $\theta$  من عنصر خفيف كالكربون عند  $S$  [أنظر الشكل ٣٣ - ٢ (ب)]: حزمة خفيفة خلال شقين لتسقط على البلورة  $C$  . تسبب هذه تحيود الأشعة السينية إلى لوح فوتوغرافى  $P$  ، ويمكن بدوران البلورة بكيفية مناسبة حول محور عمودى على مستوى الشكل تصوير طيف . فلكل خط أحادى الطول الموجى موجود في الأشعة السينية الأصلية ، يبين طيف الأشعة . المستقطبة خطأً - مزاحاً نحو الأطوال الموجية الأطول ، وتزداد الإزاحة مع زيادة زاوية الإستقطار  $\theta$  تبعاً للمعادلة

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu'} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) \quad \text{إزاحة كومبتون} \quad (٢ - ٣٣)$$

حيث  $m_0$  كتلة إلكترون ساكن و  $h/m_0c$  تسمى الطول الموجى لكومبتون ، يمكن إستنتاج هذه المعادلة بسهولة بتطبيق قوانين بقاء الطاقة وكمية التحرك على تصادم فوتون وإلكترون [الشكل ٣٣ - ٢ (ب)] . يكون الإلكترون محل الاختيار هو الإلكترون الذى يركل إلى خارج ذرة ما في الوسط المنسب للإستقطار ، ويجب أن تمثل طاقة



شكل ٣ - ٣٣ : الكاشف الوميضي لأشعة جاما مستخدماً عاتقاً فلوريتاً وأنبوبة مضخم الضوء

الحركة له بواسطة معادلة النسبية المعطاة في الشكل . وبالمثل ، يجب التعبير عن كمية تحركه وكمية تحرك الفوتون أيضاً بدلالة المعادلات النسبية ، التي سيأتي شرحها في الفقرة ( ٣ - ٣٣ ) . غير أن الصورة المعطاة هنا لتصادم مرن بين جسيمات تكون عريضة عن أى نموذج موجي للضوء . ومع ذلك يكون من الممكن كشف الفوتون المستطار والإلكترون المرتد آنياً في الاتجاهين اللذين تنبأت بهما النظرية ، بإستخدام كاشفات متنوعة ، مثل غرفة ويلسون السحابة أو طبقة حساسة فوتوغرافية .

وكمثال ثالث للسلوك الجسيمي للضوء نذكر العداد الوميضي ، الذى يعد أداة قيمة لقياس الأشعة السينية القاسية وأشعة جاما . ويكون المبدأ الذى يقوم عليه شبيهاً بذلك الذى تقوم عليه الطريقة الوميضية المستخدمة في عد جسيمات ألفا في الدراسة المبكرة لظاهرة النشاط الإشعاعي . فكما في الشكل ( ٣ - ٣٣ ) ، تدخل فوتونات حزمة أشعة جاما بللورة فلورية عند أعلى موضع وتنتج فوتونات ضوء مرئي في الجزء الأزرق أو البنفسجي من الطيف . تكون المواد الفلورية المستخدمة عادة هي بللورات يوديد

البصوديوم (Na Cl) ويوديد السيزيوم (CsI). تظهر ومضات ضوئية بالغة المصغر داخل البلورة كنتيجة لمرور كل فوتون من أشعة جاما. تسقط هذه الفوتونات على مهبط ضوئي لأنبوبة مضخم الشدة الضوئية وعندئذ تضخم جداً بواسطة ٨ دايودات أو أكثر. وتنشط نبضات الإلكترونات الناتجة بعض وسائل العد. وفي هذه الوسيلة تشاهد الفوتونات المفردة بكيفية مباشرة كتلك المستخدمة في حالة الجسيمات الدرية، ولاترك مجالاً للشك بالنسبة للخاصية الجسيمية للضوء عند مشاهدتها تحت هذه الظروف.

### ٣ - ٣٣ الطاقة ، كمية التحرك ، وسرعة الفوتونات

في جميع التحارب التي توحى بوجود الفوتونات ، وبوضوح في الظاهرة الكهروضوئية ، وجد أن طاقتها تتعين فقط بالتردد  $\nu$  . والكمية الأخيرة يجب أن تقاس بطبيعة الحال على إنفراد بواسطة التداخل ، وهو خاصية موجية نموذجية . ولقد رأينا أن ثابت التناسب بين الطاقة والتردد هو ثابت بلانك  $h$  ، ولهذا يكون لدينا كنتيجة تجريبية مايلي

$$\text{طاقة فوتون} \quad E = h\nu \quad (3-33)$$

وللحصول على علاقة لكمية التحرك ، نستخدم معادلة أينشتاين للتكافؤ بين الكتلة والطاقة ، وتبعاً لها

$$E = mc^2 \quad (3-34)$$

تم إثبات هذه المعادلة عملياً عدة مرات في دراسات الأضمحلال النووي ، كما تم بيان أنها نطل قائمة عند تحويل الإشعاع إلى مادة الذي يحدث عند تخليق أزواج الإلكترون - الـوزيترون بواسطة أشعة جاما . ويربط المعادلتين (3-33) و (3-34) ، يمكن الحصول على :

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda} = mc^2$$

ونظراً لأن كمية التحرك  $p$  هي حاصل ضرب الكتلة في السرعة ، فإن

$$\text{كمية تحرك الفوتون}^* \quad p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (3-35)$$

\* تفترض النظرية النسبية العامة لإينشتاين زيادة في كمية تحرك وكتلة الفوتون عند مروره في مجال جاذبية قوي كدلك بالقرب من الشمس . أنظر .

F. R. Tangherlini, Snell's Law and the Gravitational Deflection of Light, *Am. J. Phys.*, 36:1001 (1968); see also R. A. Houstoun, *J. Opt. Soc. Am.*, 53:1186 (1963).

ولقد إزدادت هذه النتيجة رسوخاً بالدليل العملي من حيث أنه للحصول على المعادلة ( ٣٣ - ٢ ) لتأثير كومبتون يجب أن تؤخذ على أنها  $h\nu/c$  .

ثم في المعادلة ( ٣٣ - ٥ ) أن الفوتونات تنقل دائماً بالسرعة  $C$  ، وفي الحقيقة يكون هذا صحيحاً بدون إستثناء

$$c = \text{سرعة الفوتون} \quad ( ٣٣ - ٦ )$$

ومن وجهة النظر هذه تختلف الفوتونات عن الجسيمات المادية ، التي يكون لها أى سرعة أقل من  $C$  . وتبدو المعادلة ( ٣٣ - ٦ ) من النظرة الأولى متعارضة مع مانشاهدة من أن سرعة الضوء المقاسة في الأوساط المادية تكون أقل من  $C$  . إلا أن هذه هي سرعة مجموعة الأمواج ( أنظر الفقرة ١٩ - ٨ ) ، وليست سرعة الفوتونات المنفردة . وكما هو متوقع في باب التفريق ، ترتبط أمواج الضوء في المادة بواسطة تبادل أطوارها خلال التداخل مع الأمواج المستطارة في حالة الفوتونات يمكننا ، على الأقل في حالة الغازات ، تصور الفوتونات منتقلة بسرعة  $C$  في فضاء حريين الجزيئات ، لكن مع اعتبار أن المعدل الزمني لتقدمها يقل بفترة زمنية محددة تستند في عملية إمتصاصها وإشعاعها من جديد بواسطة الجزيئات التي تصدمها . وفي أى تجربة حيث يكون من المتوقع أن يتباطأ الفوتون ، على سبيل المثال ، عند تصادمه مع إلكترون في تأثير كومبتون ، وجد أن الطاقة والتردد هما اللذان يتناقصان ، وليس السرعة . والتباطؤ الوحيد الذي يمكن لفوتون أن يعانيه هو تلاشية التام ، كما يحدث في الظاهرة الكهروضوئية .

### ٣٣ - ٤ تطور ميكانيكا الكم

إن التعارض الظاهر بين الصورة الجسيمية والصورة الموجية للضوء تم تفسيره على أساس نظام جديد في الميكانيكا بدأه هيزنبرج وشرودينجر عام ١٩٢٦ ( أنظر الباب ٢٩ ) . ميكانيكا الكم هذه ضرورة لمعالجة جميع العمليات الذرية . وتظل أيضاً قابلة للتطبيق في العمليات غير المجهريّة ، بالرغم من أنه في هذه الحالة يمكن إهمال الانحرافات عن الميكانيكا الكلاسيكية . ويمكن في ميكانيكا الكم ، مثلاً ، دراسة سلوك الإلكترونات في ذرة ما بإستخدام النظرية الموجية ، يؤدي حلول المعادلات الموجية إلى مناسيب الطاقة

المسوحة . فأي جسيم مادي يكون مصحوباً بمجموعة من الأمواج ، تكون أطوالها الموجية في حالة جسيم حر متناسبة عكسياً مع كمية التحرك  $P$  للجسيم . وهذه هي علاقة دي برولي الشهيرة ، التي سبقت معالجتها في الباب ٢٩ ، وتمثل إمتداداً للمعادلة ( ٣٣ - ٥ ) في المادة .

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} \quad \text{طول موجة جسيم حر} \quad (٣٣ - ٧)$$

تم إثبات هذه المعادلة عملياً على يد دافيسون وجرمر في الولايات المتحدة و ج . ب . تومسون في إنجلترا . إذ أوضحوا أن حزمة من الإلكترونات يمكن أن تحيد وأن مجموعة الحبيود تناظر تلك الناتجة للأشعة السينية بواسطة ترتيب منتظم للذرات في شبكة بللورية . ولقد أوضح شتيرن فيما بعد حيود حزمة من الذرات أو الجزيئات . والسلوك المتماثل للإلكترونات والضوء يمكن إظهاره في أجمل صورة بواسطة الميكروسكوب الإلكتروني ( الفقرة ١٥ - ١٠ ) . وأزدواج السلوك ، كأمواج وكجسيمات ، لكل من المادة والإشعاع الكهرومغناطيسي ، هو أهم حقيقة أمكن تفسيرها بميكانيكا الكم .

والأهمية الفيزيائية للأمواج المتعلقة بجسيم مادي معينة هي أن مربع سعتها عند أى نقطة في الفضاء يمثل احتمال وجود الجسيم عند تلك النقطة . لهذا تؤدي النظرية إلى توزيع إحصائي للجسيمات ، وكما سنرى ، فإنها تنكر إمكانية وجودها أبعد من هذا . وبالمثل في حالة الضوء تعطينا النظرية الموجية التوزيع الإحصائي أو المتوسط للفوتونات بدلالة مربع سعة الموجة الكهرومغناطيسية . وإذا أرجأنا للحظة التساؤل عن أى النموذجين ، الموجي أو الجسيمي ، هو الصحيح ، ونظراً إلى إنجازات نظرية ميكانيكم الكم ، فإننا نجد مجموعة كبيرة منها ، ثبت متجاوزين التساؤل صحة الافتراضات الأساسية في النظرية . وليست السات المعقدة العديدة للأطياف الذرية والجزيئية التي تم تفسيرها بالتفصيل فحسب بل أيضاً أى عملية تتضمن الإلكترونات خارج النواة وتفاعلاتها مع الإشعاع الكهرومغناطيسي . إلا أنه عند محاولة تطبيقها في مناطق صغيرة كتوي الذرات ، أو أصغر بصفة عامة عن نصف القطر التقليدي ( الكلاسيكي ) للإلكترون  $m_0c^2$  توجد دلائل على فشل النظرية .

### ٣٣ - ٥ مبدأ عدم التحديد

إن إمكانية تصوير الضوء كحزم منفصلة من الطاقة تسمى فوتونات تبدو وكأنها تستند إلى قدرتنا على تعيين كل من موضع وكمية تحرك فوتون معين عند لحظة معينة .

ويمكن النظر إلى هذه كخواص لجسيم مادي قابلة للقياس . ومع ذلك ، بين هيزنبرج أنه من غير الممكن من ناحية المبدأ تعيين كل من الموضع وكمية التحرك آنياً بدقة كافية بالنسبة للجسيمات الذرية أو ما في حجمها . فإذا صممت تجربة لقياس إحدى هاتين الكميتين بالضبط ، ستكون الأخرى غير محددة تماماً والعكس بالعكس . وثمة تجربة يمكن فيها قياس الكميتين لكن في حدود معينة من الدقة . تتعين هذه الحدود بواسطة مبدأ عدم التحديد ( يسمى أحياناً مبدأ اللايقينية ) ، وتبعاً له

$$\Delta p_y \Delta y \geq \frac{h}{2\pi} \quad ( ٣٣ - ٨ )$$

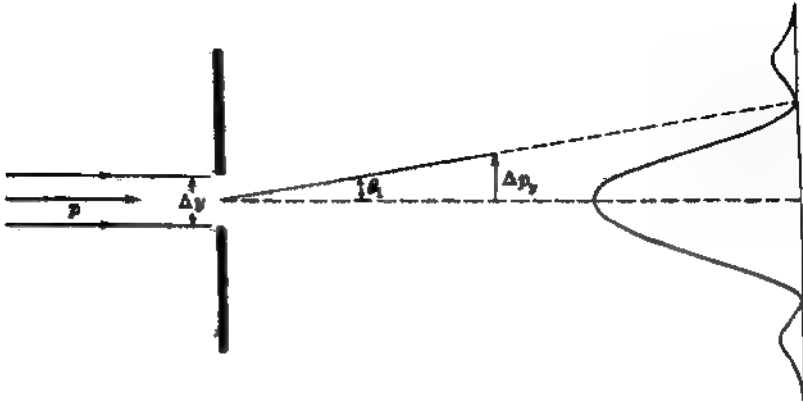
هنا ترمز  $\Delta y$  و  $\Delta p_y$  إلى التغيرات في قيم الإحداثي ومركبة كمية التحرك المناظرة لجسيم التي نتوقعها إذا حاولنا قياس كل منهما في نفس الوقت ، أي ، اللايقينيات في هذه الكميات . يعنى الرمز  $\geq$  أنه من رتبة ، أو أكبر من . سيتضح سبب هذه الطريقة شبه الكمية في صياغة القانون من خلال المثال المعطى في الفقرة التالية .

ويكون مبدأ عدم التحديد قابلاً للتطبيق على الفوتونات وكذلك الجسيمات المادية من الإلكترونات إلى الأجسام الكبيرة التي تتم معاملتها بالميكانيكا العادية . وبالنسبة للأخيرة ، يجعل مقدار  $h$  الصغير جداً  $\Delta p_y$  و  $\Delta y$  مقادير مهسلة تماماً عند مقارنتها بالأخطاء التجريبية العادية التي تصادفنا عند قياس كمية التحرك  $p_y$  والإحداثي  $y$  المناظر لها . ومع ذلك ، عندما تكون  $p_y$  صغيرة جداً ، كما هو الحال لإلكترون أو فوتون ، تصبح اللايقينية جزءاً محسوساً من كمية التحرك ذاتها أو أن تكون اللايقينية في الموضع كبيرة من ناحية أخرى .

### ٣٣ - ٦ الحيود بواسطة شق

لنفرض أننا أخذنا على عاتقنا إيجاد موضع الفوتون عند إمرارة خلال شق ضيق . سيحدد هذا الإحداثي  $y$  له في مستوى الحائل بلايقينية  $\Delta y$  تساوى إتساع الشق ( الشكل ٣٣ - ٤ ) . وبعمل هذا ستصبح كمية التحرك في الاتجاه  $y$  ، أصلاً تساوى صفر في هذه التجربة ، غير محددة بكمية  $\Delta p_y$  تعطى بالعلاقة ( ٣٣ - ٨ ) كما سنرى الآن .

فمرور الضوء خلال الشق يسبب حدوث مجموع حيود على الحائل ، سنفرض أن الحائل يكون بعيداً بمقدار كاف بالنسبة لاتساع حيود الشق للحصول على حيود فرونوفر . ستكون كل الفوتونات تقريباً في نطاق الزاوية  $\theta$  ، مناظرة للرتبة الصفرية للمجموعة .



شكل ٣٣ - ٤ : مبدأ اللايقينية المطبق على كمية تحرك فوتون عند جموده بواسطة شق واحد .

رأبها في المعادلة ( ١٥ - ٦ ) أن هذه الزاوية تعطى بواسطة

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{\Delta y} \quad ( ٩ - ٣٣ )$$

وتكون اللايقينية المناظرة في كمية التحرك هي :

$$\Delta p_y = p \sin \theta_1 = \frac{p\lambda}{\Delta y} \quad ( ١٠ - ٣٣ )$$

وبإدخال قيمة كمية التحرك P المغطاة بواسطة علاقة دي برولي ، المعادلة ( ٣٣ - ٥ ) ،

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \frac{\lambda}{\Delta y} = \frac{h}{\Delta y} \quad ( ١١ - ٣٣ )$$

وهذه تؤدي إلى  $\Delta p_y \Delta y = h$  ، لكن يمكن بيان أنه نظراً لأن احتمال سقوط الفوتون عند المركز يكون أعظم مما يمكن ، لانكون اللايقينية في  $P_y$  كبيرة إلى الحد الموضح بالمعادلة ( ٣٣ - ١١ ) تكون نتيجتنا متناسقة مع مبدأ عدم التحديد .

$$\Delta p_y \Delta y \geq \frac{h}{2\pi} \quad ( ٨ - ٣٣ )$$

وسيتبر هذا الاستنتاج بلا شك بعض تساؤلات هامة في عقل القارئ . كيف يكتسب الفوتون كمية التحرك الجانبية ؟ كيف يكون نمكنا أن يؤثر اتساع الشق على فوتون يمر بموضع واحد من الشق ؟ سيتم إرجاء الإجابة عن هذه التساؤلات حتى نأخذ بعين الاعتبار بعض النتائج الأخرى لمبدأ عدم التحديد .

### ٣٣ - ٧ التكامل

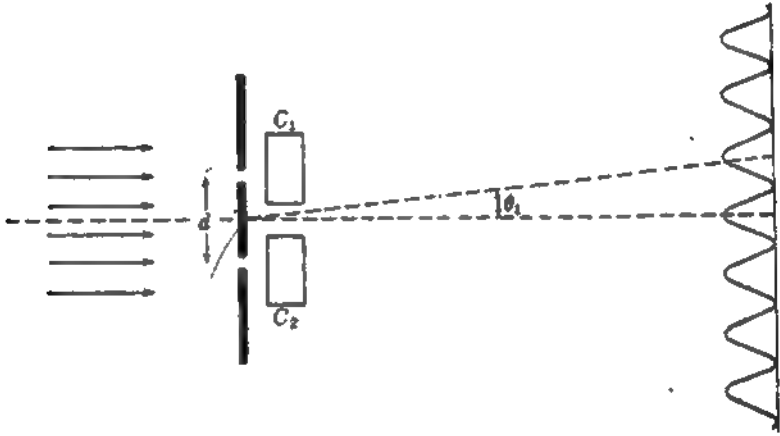
ندين لبوهر في تفسير مبدأ هيزنبرج بطريقة تسمح بإيضاح نواحي القصور الأساسية في دقة القياس ونتيجتها على أفكارنا فيما يتعلق بطبيعة الضوء والمادة . وتبعاً لمبدأ التام أو التكامل الذي صاغه بوهر عام ١٩٢٨ ، تكون صورتان الموجية والجسيمية فقط بمثابة حالتين متتامتين متعلقان بنفس الظاهرة . أى أنه ، للحصول على الصورة الكاملة فإننا نحتاج إلى كل هذه الخصائص ، ولكن بسبب مبدأ عدم التحديد يكون من المستحيل تصميم تجربة تبين كلا منهما بكل التفاصيل في نفس الوقت . فأى تجربة ستوحى بتفاصيل أى من الخاصية الموجية أو الخاصية الجسيمية ، تبعاً للغرض الذي صممت التجربة من أجله .

ويبدو أكثر من هذا أنه إذا حاول المرء دفع دقة القياس إلى نقطة يمكن عندها للتجربة الكشف عن هاتين السمتين ، فلن يمكن تجنب التفاعل بين جهاز القياس والشيء المقاس مما يجعل المحاولة عديمة الجدوى . يحدث هذا حتى في تجربة إفراضية يمكن أن نتصور إجرائها على يد مجرب موهوب واسع الخبرة والحيلة . ولهذا لا تكون الإضطرابات العادية الناشئة عن أجهزة القياس الكبيرة محل تساؤل ، فهذه يمكن حسابها وأخذها بعين الاعتبار . وترجع اللايقينيات التي نهم بها هنا بطبيعتها إلى استحالة تقديرها بدون الإخلال بالتجربة من ناحية أخرى . وإذا لم يكن الوضع كذلك ، سنتسكن من نخطئ هذه الحدود التي يفرضها مبدأ التام . ولييان كيف تحدث هذه التفاعلات ، وأنها تحدث إلى الحد المطلوب تماماً بواسطة مبدأ التام ، نصف الآن تجربتين معروفتين لم يتم إجراؤهما بعد لأسباب تقنية ، كما تم التخطيط لهما تماماً ، إلا أنه يمكن بثقة التنبؤ بنتائجهما على أساس تجارب فعلية أخرى ليست بسيطة تماماً .

### ٣٣ - ٨ الشق المزدوج

تشكل هدب التداخل في تجربة يونج ( الفقرة ١٣ - ٣ ) واحداً من أبسط البراهين للخاصية الموجية للضوء وعلاوة على ذلك ، سيكون من الممكن أن توحى بوجود الفوتونات مع تعديل مناسب للتجربة . يتم مثل هذا التعديل بإستبدال حائل الرؤية بواسطة سطح فوتوغرافي مقسم إلى أجزاء صغيرة تسمح بإيجاد عدد الإلكترونات المنبعثة في الظاهرة الكهروضوئية من أجزاء السطح المختلفة . إذا تم عمل هذا ، سيكون أكبر تركيز للفوتونات عند مواضع النهايات العظمى للشدة في مجموعة التداخل ، فيما يعدم

وجودها عند النهايات الصغرى ، ومن المستحيل تصور التداخل بين الفوتونات المختلفة التي تمر من فتحتي الشق وكونها مسئولة عن هذه المجموعة . بل من الصعب إدراك كيف يمكن إكراه فوتون واحد على أن يقصد النهايات العظمى وأن يتجنب النهايات الصغرى ، حيث يكون مروره فقط خلال أحد الشقين أمراً مسلماً به . سيكون وجود الشق الآخر غير هام ، في حين أنه يجعل مجموعة التداخل ممكنة فعلاً ، ويعين موضعه أبعاد هذه المجموعة . ومع ذلك ، يكون التفسير الأخير صحيحاً تبعاً لميكانيكا الكم . فالهدف يمكن أن تتكون بواسطة فوتونات مفردة يمر أحدها بعد الآخر خلال الفتحات .



شكل ٣٣ - ٥ : تجربة الشق المزدوج ليوج بعد تعديلها ليان الخاصية الموجية والخاصية الجسيمية للضوء .

نعلم إن إنقاص شدة الضوء لاتقضي على التداخل . ولهذا تكون المجموعة مميزة لكل فوتون ، ومثثلة لاحتمال وصوله إلى نقط مختلفة على الحائل . ومع ذلك ، يمكن حساب هذا الاحتمال بواسطة النظرية الموجية ، الذي يقاس بمربع السعة . وتعد التجربة تجربة مصممة ليان خواص الأمواج .

ولنحاول الآن تحسين هذه التجربة بغرض اكتشاف في أى شق يمر فوتون معين . يمكن عمل هذا بوضع عدادين وميضيين  $C_1$  و  $C_2$  أمام أو خلف الفتحات ، كما في الشكل ( ٣٣ - ٥ ) .

مع ضوء عالي التردد بدرجة كافية ، يمكنهما تسجيل كل فوتون عند مروره بشق أو آخر . ولكن بعمل هذا نكون قد أفسدنا مجموعة التداخل نتيجة للانحرافات التي تعانيها

الفوتونات في إنتاج الومضات . ولكي ترى الهدب بوضوح ، يجب أن تكون هذه الانحرافات أقل من ربع إتساع الهدبة ، تبعاً للمعيار المشار إليه في الفقرة ( ١٦ - ٧ ) . ولهذا يكون

$$( ١٢ - ٣٣ ) \quad \frac{\Delta p_y}{p} < \frac{\theta_1}{4} = \frac{\lambda}{4d}$$

حيث  $\theta_1$  الإنفصال الزاوي بين هديتين متتاليتين و  $d$  المسافة بين الشقين . ونظراً لأن العدادين يقومان بإختيارنا في أى شق يمر الفوتون ، فإنهما يحددان الإحداثى  $y$  بمقدار مسافة تساوى  $d/2$  لذلك يمكننا أن نكتب للايقينية في هذا الإحداثى

$$( ١٣ - ٣٣ ) \quad \Delta y = \frac{d}{2}$$

وبربط المعادلتين ( ١٢ - ٣٣ ) و ( ١٣ - ٣٣ ) ينتج

$$( ١٤ - ٣٣ ) \quad \Delta p_y \Delta y < \frac{p\lambda}{4d} \frac{d}{2} = \frac{p\lambda}{8}$$

بإدخال قيمة دى برولى للطول الموجى  $\lambda$  ، يصبح المطلوب حتى لا تنبدد مجموعة التداخل

$$( ١٥ - ٣٣ ) \quad \Delta p_y \Delta y < \frac{h}{8}$$

وهذا يخالف مبدأ عدم الحديدي الذى تبعاً له يكون  $\Delta p_y \Delta y \geq h/2\pi$  لذلك نرى أنه من المستحيل تحديد مواضع الفوتونات المفردة ونقيس طولها الموجى في نفس الوقت . سيعنى هذا أننا قمنا بتعيين كل من الموضع و كمية التحرك في نفس الوقت . يكون من الممكن فقط قياس إحداهما بدقة ، تبعاً لما إذا كانت التحربة فصصة للفوتونات أو الأمواج .

### ٣٣ - ٩ تعيين الموضع بميكروسكوب

وثمة تجربة مثالية أخرى ، ناقشنا أولاً هيزنبرج ، هى ما تسمى عادة ميكروسكوب أشعة جاما . إذا كان المراد إيجاد موضع جسيم بدقة على قدر الإمكان ، يجب أن يضاء الجسم بضوء طول موجته أقصر ما يمكن ، ونظراً لأن قوة التحليل ، تبعاً للمعادلة ( ١٥ - ١٣ ) تعطى بواسطة

$$( ١٦ - ٣٣ ) \quad s = \frac{\lambda}{2n \sin i}$$

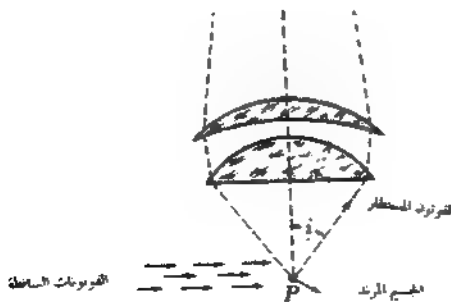
يمكننا أن نتصور ، من ناحية المبدأ على الأقل ، ميكروسكوباً يستخدم أشعة جاما يمكن أن يؤدي إلى لايقينية في موضع الجسم  $\Delta x \approx s$  تكون أقل ما يمكن . وإذا كان الجسم عندئذ في حالة سكون ، تكون كمية تحركه  $P_x$  مساوية الصفر تماماً . وهذه المعرفة الآتية لكل من الموضع وكمية التحرك تبدو متعارضة مع مبدأ عدم التحديد . ومع ذلك ، فقد تم إهمال أحد العوامل ، وهو ارتداد الجسم بالذات عند ضربه بفوتون طاقته عالية وكذلك كمية تحركه ، كما سبق عرضه في تأثير كومبتون . سيدخل هذا الارتداد لايقينية كبيرة نسبياً في كمية التحرك ، تماماً كما يتبأ المبدأ .

ولإيجاد مقدار اللايقينية ، لاحظ أنه في الشكل ( ٢٣ - ٦ ) يمكن أن تقع المركبة  $x$  لكمية تحرك الفوتون المستطال عند أى قيمة بين  $-h/\lambda \sin i$  و  $h/\lambda \sin i$  نظراً لأنه يستطيع دخول أى جزء من العدسة الشبية . ويمكن جعل المركبة  $x$  لكمية تحرك الجسم المتردد لايقينية بنفس المقدار ، نظراً لأن كمية التحرك محفوظة عند التصادم وأن كمية تحرك الفوتونات الساقطة يمكن حسابها تماماً من الطول الموجي وكذلك ، لجسم

$$\Delta p_x \approx \frac{2h}{\lambda} \sin i \quad ( ٢٣ - ١٧ )$$

ويضربها في  $\Delta x$  من المعادلة ( ٢٣ - ١٦ ) ، نجد أن

$$\Delta p_x \Delta x \approx h \quad ( ٢٣ - ١٨ )$$



شكل ٢٣ - ٦ : قياس الموضع بالميكروسكوب

كما هو مطلوب . وهذا هو أحد أمثلة تطبيقات مبدأ عدم التحديد على جسم مادي . ويمكن بيان النتائج بالتجربة بواسطة

حقيقة أنه عندما يستخدم المرء طولاً موجياً قصيراً جداً ، يمكن إيجاد  $x$  بدقة طيبة إلا أن  $\Delta p_x$  تكون كبيرة ، بينما يسمح استخدام طول موجي أطول بمعرفة  $P_x$  بصورة أفضل مع التضحية بالدقة  $\Delta x$  في قياس الموضع .

### ٣٣ - ١٠ استخدام القاطع

يكون مفيداً أيضاً إذا أخذنا بعين الاعتبار نتيجة محاولة تحديد موضع فوتون بإمرار ضوء خلال مقطع للضوء يتعلق وينفتح بسرعة كبيرة ، كالمستخدم في تأثير كبر الكهروضوئي ( ٣٢ - ١٠ ) . لكن  $S$  في الشكل ( ٣٣ - ٧ (أ)) بمثابة الشكل التخطيطي لمثل هذا القاطع الذي يفتح فقط لفترة تسمح بمرور قطار يتكون من  $N$  موجة سعتها ثابتة . يمكن إجراء التجربة بضوء حافت إلى حد يسمح لفوتون واحد بالمرور في هذه الفترة . يقع هذا الفوتون في أى مكان في الحزمة الموجية ( أنظر الفقرة ١١ - ١١ ) المكونة من  $N$  موجة ، وإحتمال وجوده في أى مكان في الحزمة يقاس بمربع السعة . ويكون هذا ثابتاً على طول الطول

$$\Delta x = N\lambda_0 = N \frac{c}{\nu_0} \quad ( ٣٣ - ١٩ )$$

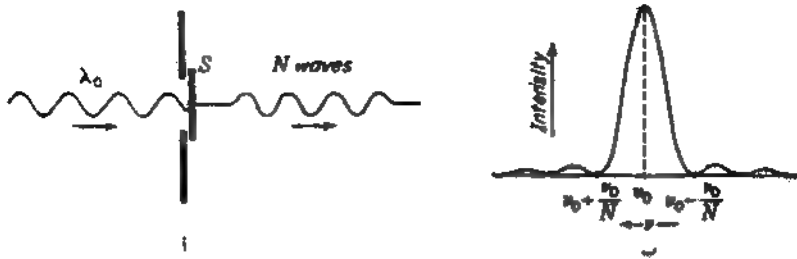
ويؤدي تحليل فوريير إلى قطار محدد يتكون من  $N$  من الأمواج سعتها متساوية إلى توزيع محدد للترددات ، وعند رسم الشدات عن مختلف الترددات ، كما في الشكل ( ٣٣ - ٧ (أ)) ، يكون المنحنى الناتج لأقرب تقريب مشابهاً لذلك في مجموعة حيود فرونهورف الناتجة من فتحة ضيقة واحدة . ويكون نصف إتساع أو عرض النهاية العظمى المركزية مساوياً  $\nu_0/N$  تماماً . وينظر مثل هذا التوزيع للتردد الآن ، تبعاً للمعادلة ( ٣٣ - ٥ ) ، لاقينية في كمية تحرك الفوتون تصل إلى :

$$\Delta p_x = \frac{h}{\Delta \lambda} = \frac{h \Delta \nu}{c} = \frac{h(\nu_0/N)}{c} \quad ( ٣٣ - ٢٠ )$$

ولهذا يجعل تحديد موضع الفوتون في مسافة  $\Delta x$  كمية تحركة غير محددة ويعطى حاصل ضرب الكميتين غير المحددتين ، كما هو متوقع ، من المعادلتين ( ٣٣ - ١٩ ) و ( ٣٣ - ٢٠ ) كما يلي :

$$\Delta p_x \Delta x \approx h \quad ( ٣٣ - ٢١ )$$

نحب الإشارة إلى أن الحزمة الموجية ليست الفوتون ، ولا يمكن التحدث عن الفوتون نفسه كجسيم له أبعاد . إذ تكون الحزمة فقط بمثابة وصف لإحتمال وجود الفوتون عند موضع



شكل ٣٣ - ٧: (أ) تجربة مقطع مثالي (ب) نتيجة تحليل فورييه لقطار من  $N$  من الأمواج .

- معين . وعند قياس طول قطار موجي باستخدام مقياس التداخل لميكلسون ( الفقرة ١٣ - ١٢ ) ، لايعين أحد طول فوتون وإنما طول المنطقة التي يمكن أن يقع فيها الفوتون .

### ٣٣ - ١١ تفسير الخاصية المزدوجة للضوء

مصدقون بصحة مبدأى عدم التحديد والتتام هذين ، ماذا يمكن أن يقال عن طبيعة الضوء ؟ أولاً ، من المهم التحقق من أن الضوء ( تماماً كالجسيمات الأولية للمادة : الإلكترونات ، البروتونات وهكذا سواءً بسواء ) في جوهرة أبسط وأرق من تلك الظواهر الميكانيكية التي يمكن مشاهدتها في صورتها المكبرة . وتأتى معظم معلوماتنا عنه بطريقة غير مباشرة . ولهذا إنفتحت إمكانية عدم ملائمة وصف الضوء بدلالة مانعودنا على استخدامه في أمورنا اليومية . فكل خبرتنا منذ الطفولة ستوضح أن من الممكن القول بأن « الضوء يشبه رصاصات متطلقة من بندقية آلية » ، أو « الضوء يشبه قطاراً من أمواج الماء » . لكن مثل هذه العبارة المحددة لايمكن القطع بها بالنسبة للضوء ، فمبدأ التتام يوضح أننا لانستطيع ذلك - بأي حال - ويمكننا القول ، « في هذه التجربة يسلك الضوء كما لو أنه أمواج » . ونظراً لأن التتام يكون بمثابة المحك لأى تجربة يمكن للمرء أن يقيس فيها كل الخصائص في نفس الوقت ، يكون مقبولاً إستخلاص أن مفاهيم الفوتونات والأمواج لها نفس القدر وأن كلا منها قابل للتطبيق في دائرته الخاصة .

~ رוחمة النظر التي تبنتها ميكانيكا الكم بالنظر إلى مثل المآزق الموجود في تجربة الشق المزدوج هي ببساطة أن حركة فوتون مفرد تبعاً للوصف التقليدى ( الكلاسيكى ) لها معنى فقط داخل الحدود التي وضعها مبدأ عدم التحديد . عند مشاهدة مجموعة التداخل ، ليست هناك أهمية لبيان مرور الفوتون في شق أو آخر ، أى ، بيان عن موضعه . أثناء عد

الومضات ، يمكن لنا تحديد الموضع ، لكن كمية التحرك تفقد معناها . والكمية الأخيرة تتوقف على الطول الموجي ، الذى يتطلب تعيينه بدورة أبعاد مجموعة التداخل غير الموجودة الآن . وبالمثل ، فى حالة الحيود بواسطة شق واحد ، لا يمكن لأحد أن يحدد كمية تحرك فوتون مفرد مالم تتغير التجربة لتشمل قياسات كمية التحرك . وعندئذ يمكن إثبات بقاء كمية التحرك ، لكن طالما وجدت مجموعة الحيود ، يمكن فقط تطبيق هذا المبدأ إحصائياً لوصف السلوك المتوسط للفوتونات .

### ٣٣ - ١٢ مجالات تطبيق الأمواج والفوتونات

إن التأكيد على الخصائص الموجية للضوء فى هذا الكتاب له ما يبرره طالما أن المرء لم يتوسع فى مغزى الضوء ليشمل منطقة الأطوال الموجية القصيرة جداً للأشعة السينية وأشعة جاما . فالسيادة النسبية للخصائص الموجية والجسيمية تتغير ببطءات فى مصلحة الأخيرة مع تقدم المرء فى الطيف الكهرومغناطيسى فى الاتجاه الذى يزداد فيه التردد . ولهذا تسلك أمواج الراديو فى كثير من الأوجه الهامة كإشعاع كهرومغناطيسى . ويرتبط هذا بحقيقة أن طاقة الفوتونات  $h\nu$  تكون صغيرة جداً ولذلك تكون عادة كثيرة العدد . وبالمثل يحتوى الضوء المرئى ذو الشدات العادية على العديد من الفوتونات بحيث يعطى سلوكها المتوسط بالنظرية الموجية التى تتضمن كون التفاعلات مع ذرات المادة المنفردة لا تستلزم مناسب الطاقة الكمية لهذه الذرات . ويرجع هذا إلى حقيقة أن الخصائص الجسيمية للضوء ظلت دون إكتشاف لعدة سنين .

ولقد كان ثابت بلانك  $h$  هو حلقة الوصل بين الأوجه الموجية والكمية للضوء ( أو المادة ) . وكما أكد بوهر ، يكون  $h$  بمثابة حاصل ضرب متغيرين ، أحدهما صفة مميزة للموجة والآخر للجسيم . لهذا ، إذا رمزنا للزمن الدورى ، أو مقلوب التردد  $\nu$  ، بالرمز  $T$  ، يمكن وضع العلاقة الكمية فى صورة مماثلة

$$h = ET = p\lambda \quad ( ٣٣ - ٢١ )$$

والآن  $E$  و  $p$  مررهما إلى الجسيم ، بينما  $T$  و  $\lambda$  مررهما إلى الموجة . وإذا كانت مقادير الأولى ، على سبيل المثال ، كبيرة ، فإن الأخرى يجب أن تكون صغيرة تبعاً لذلك . ولهذا تسلك الأشعة السينية وأشعة جاما فى معظم الأوجه مثل الفوتونات ، ويكون من الصعب بيان صفاتها الموجية . وتعين بطبيعة الحال منطقة الترددات التى تبدأ عندها الخصائص الجسيمية فى السيادة بواسطة مقدار  $h$  ، وقيمته الفعلية  $6.6262 \times 10^{-34}$  جول . ث ،

وهو صغير إلى الحد الذى يتطلب ترددات عالية جداً قبل أن تبدأ الخصائص الموجية في الإحتفاء . يقع الطيف المرئى أدنى من هذه المنطقة كثيراً ، ولهذا يقال أن خصائص الموجية هي الأكثر أهمية . وإذا كانت  $h$  أصغر مما هي عليه ، فإن ميكانيكا الكم لن تكون مطلوبة بأى حال إذ تكون القطرية الكهرومغناطيسية التقليدية كافية بالغرض في شرح كل التجارب . وإنه لتطابق غريب أن يكون المقدار الفعلى  $L$  ، الذى ظل دون تفسير ، بحيث أن طبيعة الضوء تبدو نافذة المفعول في كل السلسلة ، من الأمواج الواضحة عند أحد الطرفين إلى الفوتونات الواضحة عند الطرف الآخر ، في المدى المعروف لطيف الأمواج الكهرومغناطيسية .

## مسائل

٣٣ - ١ مستخدماً المعادلات ( ٢٩ - ٣ ) و ( ٢٩ - ٤ ) ، أحسب (أ) سرعة و (ب) نصف قطر مدار بوهر الدائرى ،  $n = ٤$  و (ج) أوجد طول موجة دى بروى للإلكترون في هذا المدار . (د) ماعدد هذه الأطوال الموجية التى توجد في محيط هذا المدار ؟ [الإجابة : (أ)  $٥.٤٦٩ \times ١٠^{-١٠}$  م/ث ، (ب)  $٨.٤٦٦٨ \times ١٠^{-١٠}$  م ، (ج)  $١.٣٢٩٩٧ \times ١٠^{-٩}$  ، (د)  $٤.٠٠$ ]

٣٣ - ٢ مستخدماً علاقة دى بروى ، أوجد الطول الموجى المصاحب مع (أ) إلكترون يتحرك بسرعة تساوى نصف سرعة الضوء ، (ب) جزيء أكسجين متوسط سرعته الحرارية  $٤٨٠$  م/ث . (ج) طلقه سدس كتلتها  $٥$  جم تتحرك بسرعة  $٥٥٠$  م/ث .

٣٣ - ٣ أوجد عدد الفوتونات في السبتر المكعب من حزمة أحادية اللون شدة إشعاعها  $٣ \times ١٠^{-٥}$  واط سم<sup>٢</sup> . خذ الطول الموجى ليكون (أ)  $٠.٢٠$  ، إنجستروم (ب)  $٥٠٠٠$  ، إنجستروم .

٣٣ - ٤ لضوء طول موجته  $٥٠٠٠$  ، إنجستروم ، إحسب مقدار الكميات الأربع التى تظهر في مبدأ التناظر ليوهر ، المعادلة ( ٢١ - ٣٣ ) . [الإجابة  $E = ٣.٩٩٧٣٠ \times ١٠^{-١٩}$  جول ،  $T = ١.٦٦٧٨ \times ١٠^{-١٥}$  ث ،  $P = ١.٣٢٥٢ \times ١٠^{-٢٧}$  كجم . م/ث ،  $L = ٥ \times ١٠^{-٢٧}$  م .]

٣٣ - ٥ أشعة سينية طول موجتها  $٠.٤٦٥$  ، إنجستروم إستطارت من لوح من الكربون عند زاوية  $٥٧٥$  مع اتجاه الحزمة الساقطة . إحسب التغير في الطول الموجى نتيجة تأثير كومبتون .

٣٣ - ٦ تبلغ كثافة المفيض الإشعاعى من نجم بعيد  $٢.٥ \times ١٠^{-٧}$  واط/م<sup>٢</sup> . بفرض أن الطول الموجى الفعال من ضوء النجم هو  $٥٥٠٠$  ، إنجستروم ، أوجد عدد الفوتونات التى تدخل إنسان العين في الثانية تحت هذه الظروف علماً بأن قطر إنسان العين  $٦$  مم .

3

- ٣٣ - ٧ عندما يمر إلكترون ٥٠٠ فولت خلال ثقب قطره ٠.٠١٨ مم ، (أ) ما لاقينية زاوية الخروج التي ينبغي إدخالها ؟ (ب) كون حسابات متماثلة في حالة إلقاء كرة بيسبول ٢٥٠ جم بسرعة ٢٥ م/ث خلال ثقب قطره ١٦ سم . يمكن استخدام العلاقة  $v_e = \frac{1}{2}mv^2$  لإيجاد سرعة الإلكترون بالمتر في الثانية بدلالة فرق الجهد  $V$  بالفولت ، و  $e$  بالكيلووم ، و  $m$  بالكيلوجرام .
- [ الإجابة ١,٢٥٧ ثانية من القوس ، (ب)  $2,197 \times 10^{-29}$  ثانية من القوس ]
- ٣٣ - ٨ ميكروسكوب بفتحة عددية ١,٤ تم ضبطه على جسم كتلته ٠,٠٠٥ مللي جرام . إذا كان الطول الموجي للمصدر المضيء ٤٨٠٠ أنجستروم ، فما قيم  $\Delta x$  ،  $\Delta p_x$  المتوقعة من مبدأ عدم التحديد لهيزنبرج ؟

